

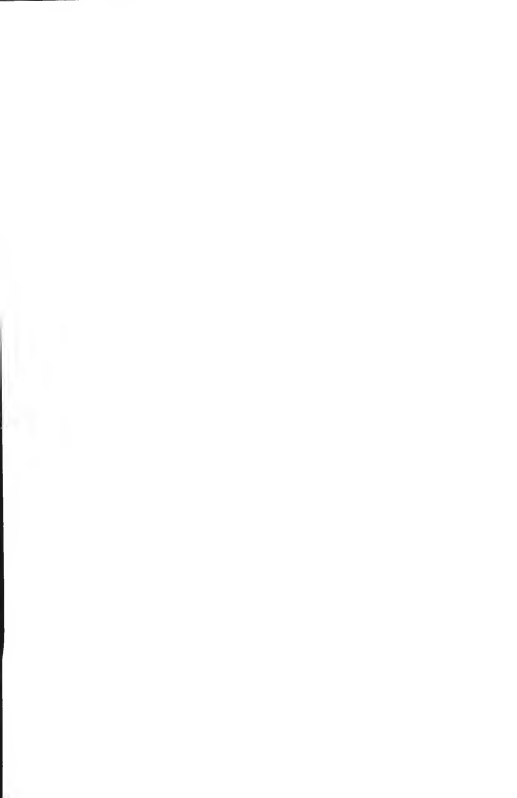


Г.А. ГУРЗАДЯН

ЗВЕЗДНЫЕ ВСПЫШКИ

ФИЗИКА

КОСМОГЕНИЯ



Г.А. ГУРЗАДЯН

ЗВЕЗДНЫЕ ВСПЫШКИ

ФИЗИКА
КОСМОГОНΙΑ



МОСКВА "НАУКА"
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1985

22.632
Г95
УДК 523.8

Гурзадян Г.А. Звездные вспышки: Физика. Космогония. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985, 560 с.

Книга посвящена физике и космогонии звездных вспышек — неизбежному этапу на пути формирования и эволюции звезд. Развивается теория звездных вспышек на основе их корпускулярной природы, гипотезы быстрых электронов и теории переноса лучистой энергии через среду релятивистских электронов. Подробно рассматриваются энергетические и динамические аспекты вспышек: спектры излучения, роль тормозного излучения быстрых электронов, возбуждение эмиссионных линий и др. Анализируются результаты внеатмосферных наблюдений в ультрафиолете. Рассматриваются вопросы эволюции и космогонии вспыхивающих звезд.

Для астрофизиков, физиков-теоретиков, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Табл. 119. Ил. 210. Библиогр. 571 назв.

Рецензенты:

член-корреспондент АН СССР *И.С. Шкловский*,
доктор физико-математических наук *В.Г. Курт*,
доктор физико-математических наук *П.Н. Холопов*

Г¹⁷⁰⁵⁰⁶⁰⁰⁰⁰⁻¹¹⁹
053 (02) — 85 146—85

© Издательство "Наука".
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1985

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	9
Глава 1. Общие сведения о вспышках звезд	12
1. Открытие явления вспышек у звезд	12
2. Вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца	13
3. Вспыхивающие звезды в звездных ассоциациях	20
4. Морфологический состав вспышек звезд	21
5. Определение вспышки	21
6. Кривая блеска. Два типа вспышек	22
7. Параметры световой кривой	24
8. Скорость развития вспышки	25
9. Вспышка как случайное явление	25
10. Распределение энергии в спектрах вспышек звезд	26
11. Частота вспышек	28
12. Амплитуды вспышек	32
13. Функция распределения амплитуд вспышек	35
14. Амплитуды вспышек как случайное явление	37
Глава 2. Гипотеза быстрых электронов	42
1. Нетепловая природа непрерывной эмиссии	42
2. Основные свойства звездных вспышек	43
3. Гипотеза трансформации инфракрасных фотонов	45
Глава 3. Обратный комптон-эффект.	47
1. Столкновение фотона с тепловым электроном	47
2. Столкновение фотона с релятивистским электроном. Обратный комптон-эффект	48
3. Эффективное сечение столкновения фотона с релятивистским электроном	54
4. Двойной обратный комптон-эффект	54
5. Поляризация излучения	54
6. Быстрые электроны	55
Глава 4. Перенос лучистой энергии через среду быстрых электронов	57
1. Постановка проблемы	57
2. Уравнение переноса излучения	58
3. Изотропный разлет быстрых электронов	60
4. Применение к звездным фотосферам	62
5. Случай степенного закона распределения электронов	68
6. Быстрые электроны с гауссовым распределением	69
7. Эффект отражения	72
8. Оболочка из быстрых электронов вокруг звезды	73
9. Применение к двойным звездам	74
10. Вспышка на обратной стороне звезды	75

11. Звездные атмосферы, состоящие из смеси тепловых и быстрых электронов	75
12. Учет отклонения излучения звезды от планковского распределения	77
Глава 5. Непрерывный спектр вспышки	79
1. Теоретический спектр звезды во время вспышки	79
2. Теоретические спектры звезд разных классов во время вспышки	81
3. Спектр чистой вспышки	83
4. Непрерывный спектр	84
5. Результаты многоканальной фотометрии	87
6. Спектр вспышки в случае гуссова распределения быстрых электронов	90
Глава 6. Амплитуды яркости вспышек	91
1. Теоретические амплитуды вспышек	91
2. Сравнение с наблюдениями	96
3. Звезды типа UV Cet	97
4. Средняя мощность вспышек	107
5. Результаты трехцветных наблюдений вспышек	108
6. Внутренняя согласованность амплитуд вспышек	111
7. Теоретические амплитуды колебания блеска при тепловых процессах	113
8. Зависимость амплитуды вспышки от спектрального класса звезды	114
9. Интерпретация вспышки III 1306	116
10. Необычная вспышка звезды T 177	118
11. Вспышки звезд класса K	119
12. Вспышки звезд класса A	121
13. Вероятная величина энергии быстрых электронов	121
14. Потери энергии быстрого электрона и звезды при вспышке	122
15. Отрицательная инфракрасная вспышка	124
16. Инфракрасные наблюдения вспышек звезд	127
17. Частота отрицательных инфракрасных вспышек	128
18. Амплитуды вспышек в области вакуумного ультрафиолета	128
19. Наблюдаемые амплитуды вспышек в ультрафиолете	130
20. Эффект спада блеска звезды перед вспышкой	131
21. Короткоживущие вспышки	133
22. Потеря лучистой энергии звезды путем вспышек	135
23. Энергия света вспышки	138
24. Энергия быстрых электронов по данным ультрафиолетовых наблюдений вспышек	141
25. Случайная природа энерговыделения при вспышках	142
Глава 7. Показатели цвета вспышек	146
1. Теоретические показатели цвета звезды во время вспышки	146
2. Теоретические зависимости $U - B$ от $B - V$	149
3. Зависимость $U - B$ от $B - V$ в случае горячего газа	150
4. Сравнение с наблюдениями	153
5. Дрейф звезды на цветовой диаграмме во время вспышки	156
6. Зависимость цвета от амплитуды вспышек	157
7. Показатели цвета дополнительного излучения	159
8. Показатели цвета вспышки в случае непланковского излучения звезды	162
9. Инфракрасные наблюдения вспыхивающих звезд в их спокойном состоянии	164
10. Теоретические показатели цвета вспышки при обратном комптон-эффекте. Геометрия вспышки	167
11. Изменения показателей цвета во время вспышки	171

Глава 8. Тормозное излучение быстрых электронов	172
1. Постановка вопроса	172
2. Интенсивность итеплового тормозного излучения	173
3. Спектр излучения	176
4. Показатели цвета	177
5. Амплитуда вспышек	178
6. Применение к горячим звездам	180
Глава 9. Возбуждение эмиссионных линий. Хромосферы вспыхивающих звезд	182
1. Две составляющие света вспышки	182
2. Мощность ионизирующего излучения	183
3. Возбуждение эмиссионных линий	187
4. Электронная температура в хромосферах вспыхивающих звезд	191
5. Электронная концентрация в хромосферах вспыхивающих звезд	194
6. Степень ионизации	195
7. Бальмеровский декремент эмиссионных линий	197
8. Анализ профилей эмиссионных линий	201
9. О короткопериодических колебаниях интенсивности в H_{α} -эмиссии	205
10. Зависимость интенсивности эмиссионных линий от амплитуды вспышки	206
11. Два типа вспыхивающих звезд Аро	207
12. Эффект дилуции излучения	208
13. Эффект спектрального класса	209
14. О природе "медленных" вспышек	210
15. Проблема запрещенных линий	212
16. Возможность наблюдения запрещенной линии 4363 [OIII]	213
17. Возбуждение эмиссионных линий гелия	213
18. Лайман-альфа эмиссия у вспыхивающих звезд	217
19. Внеатмосферные наблюдения вспыхивающих звезд	220
20. Эмиссионная линия 2800 MgII в спектрах вспыхивающих звезд	223
21. Магнитные поля вспыхивающих звезд	228
Глава 10. Хромосфера звезды между вспышками	231
1. Постановка проблемы	231
2. Свечение вспыхивающей звезды в эмиссионных линиях (наблюдения)	232
3. Продолжительность свечения в эмиссионных линиях (теория)	237
4. Чем поддерживается свечение в эмиссионных линиях "спокойной" звезды?	241
5. Поведение эмиссии 2800 MgII после вспышки звезды	242
6. Калыцевая эмиссия в промежутках между вспышками	248
7. Об одном методе определения концентрации в хромосферах вспыхивающих звезд	252
8. Поведение водородной эмиссии после вспышки	253
9. Еще раз о плотности в хромосферах вспыхивающих звезд	256
10. Эмиссия в гелиевых линиях	260
11. Последовательность световых кривых в эмиссионных линиях	263
12. Поведение слабых эмиссионных линий	265
13. Изменение ионизации в хромосфере	266
14. Концентрация в хромосфере и частота вспышек взаимосвязаны?	268
15. О возможности открытия вспыхивающих звезд в их спокойном, вне вспышки, состоянии	270
16. Корона вспыхивающих звезд в промежутках между вспышками	272

Глава 11. Звезды типа Т Тельца	274
1. Вспышка звезд типа Т Тельца	274
2. Основные свойства звезд типа Т Тельца	276
3. Перманентная вспышка у звезд типа Т Тельца	278
4. Звезды типа Т Тельца на цветовой диаграмме	280
5. Звезды Т Тау и RW Aur	283
6. Особо активные звезды типа Т Тельца	286
7. Короткопериодические колебания блеска звезд типа Т Тельца	288
8. Изменения $U - B$ и $B - V$ во времени	290
9. Эволюция звезд типа Т Тельца	291
10. Колебания блеска	293
11. Потеря энергии звездами типа Т Тельца	294
12. Эмиссионные линии	297
13. Выброс вещества из звезды или его падение на звезду?	298
14. Эмиссионные линии при слабых вспышках	300
15. Фуоры	302
16. Свойства фуоров. Немного статистики	305
17. Ультрафиолетовые спектры звезд типа Т Тельца	307
18. Эмиссионный дублет 2800 MgII в спектрах звезд типа Т Тельца	311
19. Об эффективной температуре звезд типа Т Тельца в ультрафиолете	313
20. Электронная концентрация в оболочках звезд типа Т Тельца	315
21. Об электронной температуре в газовых оболочках звезд типа Т Тельца	317
22. Об эмиссии в линии 2932 MgII	318
Глава 12. Вспыхивающие звезды в звездных агрегатах	323
1. Первые поиски	323
2. Вспыхивающие звезды в Орионе	325
3. Вспыхивающие звезды в Плеядах	328
4. Агрегат в созвездии Лебедя (NGC 7000)	332
5. Вспыхивающие звезды в других агрегатах	332
6. Вспыхивающие звезды галактического фона	334
7. Пространственная концентрация вспыхивающих звезд	335
8. Видимое распределение вспыхивающих звезд	336
9. Вспыхивающие звезды на цветовой диаграмме	340
10. Колориметрические характеристики излучения чистой вспышки	343
11. Метод определения возраста агрегата	345
12. Связь между вспыхивающими звездами и звездами с эмиссионными линиями	348
13. Пространственное распределение вспыхивающих звезд в агрегатах	349
14. Вероятное число вспыхивающих звезд в агрегатах	353
15. Вспыхивают ли все звезды в агрегатах?	357
16. О цикличности в вспышках	358
17. Зависимость мощности оптической вспышки от светимости звезды	359
18. Средняя энергетическая мощность в вспышках	364
19. Нагрев и расширение межзвездного вещества в агрегатах	365
20. О природе "медленных" в вспышках	366
Глава 13. Переходное излучение и пекулярные объекты	369
1. Постановка проблемы	369
2. Основные положения теории переходного излучения	371
3. Свойства переходного излучения	375
4. Эффект "зоны формирования"	378
5. Излучательная способность среды	380
6. Показатели цвета при переходном излучении	381
7. Переходное излучение в звездах типа Т Тельца	382
8. Рентгеновское излучение от звезд типа Т Тельца	385
9. Возбуждение хромосфер. звезд типа Т Тельца	386

10. Эффект накопления быстрых электронов	388
11. Объекты Хербига—Аро	389
12. Ионизационное равновесие объектов Хербига—Аро	394
13. Внеатмосферные наблюдения объектов Хербига—Аро	398
14. Феномен фуоров	400
15. Непрерывные спектры звезд типа Т Тельца в ультрафиолете	403
16. Заключение	411
Глава 14. Радионизлучение вспыхивающих звезд	412
1. Открытие радионизлучения вспыхивающих звезд	412
2. Одновременные радио- и оптические наблюдения вспыхивающих звезд	413
3. Кратковременные радиовспышки	420
4. Зависимость радионизлучения от амплитуды оптической вспышки	423
5. Основные свойства радионизлучения вспыхивающих звезд	426
6. Природа радионизлучения вспыхивающих звезд	426
7. Микроволновая эмиссия вспыхивающих звезд	432
8. О природе радиовспышек без оптических вспышек	435
9. Вклад вспыхивающих звезд в радионизлучение Галактики	435
10. Радионизлучение вспыхивающих звезд в агрегатах	436
Глава 15. Рентгеновское излучение вспыхивающих звезд	438
1. Теоретический спектр рентгеновского излучения, генерируемого быстрыми электронами	438
2. Световая кривая рентгеновских вспышек	441
3. Влияние "фактора геометрии" вспышки	443
4. Ожидаемые потоки рентгеновского излучения	444
5. Рентгеновское излучение комптоновского происхождения	448
6. Отношение L_X/L_{opt} как параметр рентгеновской вспышки	449
7. Свойства рентгеновских вспышек, предсказываемые гипотезой быстрых электронов	452
8. Открытие рентгеновского излучения вспыхивающих звезд	453
9. Рентгеновское излучение вспыхивающих звезд в их спокойном состоянии	461
10. Рентгеновские вспышки Proxima Centauri	463
11. О рентгеновском фоне Галактики	464
12. Возможность обнаружения межзвездного гелия	466
Глава 16. Динамика вспышки	468
1. Интерпретация кривых блеска вспышки	468
2. Постановка задачи. Эффект потери энергии быстрых электронов	468
3. Эффект разлета быстрых электронов	471
4. Закон падения блеска после максимума вспышки	478
5. Об эффективной мощности вспышки	479
6. О классификации форм световых кривых вспышек	480
7. Возможность разделения теплового и нетеплового излучения	481
8. Нагрев фотосферы	485
Глава 17. Активность звездных агрегатов	490
1. Постановка проблемы	490
2. Сверхновые — инжекторы космических лучей?	490
3. Вспыхивающие звезды как инжекторы космических лучей	492
4. Структура звездных агрегатов	495
5. Активность звездных агрегатов	498
6. Значение неординарных вспышек	501
7. Ускорение частиц в межзвездной среде агрегата	502

8. Энергетическая сторона проблемы	504
9. Космическое гамма-излучение и агрегаты	505
10. Проблема лития	509
11. Космические лучи и проблема звездообразования	510
Глава 18. Быстрые электроны	511
1. Гипотеза быстрых электронов	511
2. Наблюдательные аспекты гипотезы быстрых электронов	513
3. Проблема происхождения быстрых электронов	514
4. Бета-распад	516
5. О типе бета-распада	519
6. Аномальное содержание лития в атмосферах звезд типа Т Тельца	522
7. Роль магнитных полей	525
Глава 19. Космогоническое значение звездных вспышек	530
1. Вспышки звезд и вспышки Солнца	530
2. Хромосферная активность, Конвекция	531
3. Конденсация как явление неизбежное	534
4. Две альтернативы	535
5. Вспышечная активность или конвективная активность?	539
6. Заключение, или космогоническая миссия звездных вспышек	542
Список литературы	544
Предметный указатель	555

ПРЕДИСЛОВИЕ

Мощнейшим проявлением звездной нестационарности является вспышка — самопроизвольное, кратковременное, но очень быстрое и сильное повышение блеска звезды в оптических лучах. Впервые это явление было обнаружено у некоторых холодных карликовых звезд, рассеянных в окрестностях Солнца. Вскоре выяснилось, что вспыхивают также молодые, не совсем сформировавшиеся звезды-карлики, являющиеся членами звездных агрегатов и ассоциаций — очагов звездообразования. Явление звездной вспышки приобретает космогоническую значимость.

Уже на этом этапе стало очевидным, что вспышка, во-первых, тесным образом связана с внутренним строением звезды и природой источников внутризвездной энергии и, во-вторых, что она является основной формой излучения от избыточной внутризвездной энергии на пути формирования и эволюции звезды.

Проходит время, привлекаются новые методы наблюдений — и устанавливается всеволновой характер этого феномена: вспышка звезды, оказывается, происходит не только в оптических лучах, но и одновременно в радиодиапазоне, в ультрафиолетовых и рентгеновских лучах. Это значит, что в момент вспышки должны появляться высокоэнергетические частицы — релятивистские электроны, к тому же в огромном количестве и в объеме пространства, сравнимом с размерами звезды. Созревает и подкрепляется представление о нетепловой природе звездной вспышки и возможности протекания ядерного распада во внешних областях звезды. Усомниться в том, что полная энергия, освобождающаяся во время вспышки, во много раз превосходит энергию оптического излучения вспышки, теперь уже трудно.

Попытка систематизации обширного и разнообразного наблюдательного материала и разработки теории звездной вспышки на основе единой нетепловой концепции — "гипотезы быстрых электронов" — и единой природы этого явления как у вспыхивающих звезд типа UV Cet, так и входящих в состав агрегатов и ассоциаций, была сделана автором более десяти лет тому назад в книге "Вспыхивающие звезды" (М.: Наука, 1973), а также в ее английском издании (Лондон: Пергамон Пресс, 1980). Настоящая монография существенно отличается от них.

За прошедшее время появился целый ряд новых наблюдательных данных, подтверждающих основные положения гипотезы быстрых электронов, выдвинутой автором более двадцати лет тому назад. Решающее значение при этом отдается открытию рентгеновского излучения вспышки — одного из важных предсказаний этой гипотезы; анализу рентгеновских наблюдений и дальнейшему развитию теории посвящена отдельная глава. В том же

духе проводятся анализ и сопоставление с теорией результатов новейших фотометрических, колориметрических и спектральных наблюдений Моффетта и Боппа, Кристалды и Родоно, Осава, Кодайры и др. Существенно развита теория хромосфер вспыхивающих звезд. Ставится вопрос о поствспышечном поведении хромосферных линий: это поведение оказалось существенно разным в разных эмиссионных линиях. Поствспышечные световые кривые эмиссионных линий представляют собой новый тип информации, исключительно эффективной при расшифровке явлений, связанных с динамикой атмосферы звезды, а также при нахождении физических параметров ее хромосферы и переходной зоны. Проведение систематических наблюдений с целью построения световых кривых эмиссионных линий в промежутках между вспышками приобретает особое значение.

Большое место в монографии уделено вопросам, касающимся общих закономерностей, морфологии и космогонии нестационарных звезд в звездных агрегатах. Вводится понятие о "вспышечной активности агрегата"; она оказалась гораздо выше вспышечной активности эквивалентной по количеству звезд группы реликтовых вспыхивающих звезд в общем галактическом поле. Основной вклад в формирование общей активности звездной ассоциации или агрегата вносят сверхмощные вспышки неординарных вспыхивающих звезд; при таких вспышках блеск звезды повышается в несколько тысяч раз в течение нескольких минут.

Выдвигается и обосновывается концепция, согласно которой звездные ассоциации, более или менее равномерно рассеянные по всей Галактике, суть генераторы-ускорители первичных космических лучей, а сами космические лучи — один из продуктов процесса звездообразования в ассоциациях. Сам факт существования космических лучей следует интерпретировать как свидетельство продолжающегося и поныне процесса рождения и формирования звезд в Галактике.

Сильно расширена глава, посвященная звездам типа Т Тельца: проанализированы результаты внеатмосферных наблюдений этих звезд, изложены методы нахождения физических параметров — эффективной температуры фотосферы, электронной температуры и концентрации газовых оболочек и пр. — по данным ультрафиолетовых эмиссионных линий. Отдельной главой представлена также и теория "переходного излучения", роль которого в астрофизике становится все более очевидной — по крайней мере в случае звезд типа Т Тельца, объектов Хербига—Аро и др. Проблемы, связанные с радиоизлучением вспыхивающих звезд, динамикой вспышки, теоретической интерпретацией световых кривых вспышек, получили новое освещение в свете последних наблюдений. Наряду со всем этим существенно обновлен и дополнен весь наблюдательный материал, касающийся всех типов вспыхивающих звезд, уточнены и систематизированы эмпирические закономерности между различными параметрами вспышек, более детально проанализированы условия комптонизации излучения во внешних областях звезды и т.д.

Первые главы монографии затрагивают преимущественно вопросы физики в самом явлении звездной вспышки. В последующих главах преобладают вопросы космогонического характера, а последняя глава целиком посвящена космогонии звездных вспышек; здесь сделана попытка обосно-

вать важность и первичность "конвективной активности" в явлении звездной вспышки, показать адекватность звездных вспышек в вопросах звездной космогонии и т.д. Наряду с этим — и это обстоятельство хочется подчеркнуть — резкого разграничения при рассмотрении вопросов физики звездных вспышек, с одной стороны, и вопросов космогонии вспыхивающих звезд, с другой, не проводится; как правило, оба эти аспекта в монографии переплетаются почти повсеместно.

В процессе подготовки монографии автор пользовался материалами, присланными специально для этой цели Аро (Мексика), Хербигом (США), Ловеллом (Великобритания), Моффеттом, Боппом и Спеиглером (США), Кристальди и Родоио (Италия), Осавой и Кодайрой (Япония) и другими. Широко привлечены результаты наблюдений вспыхивающих звезд в агрегатах, проведенных в Бюраканской и Абастуманской обсерваториях. Полезные замечания были сделаны рецензентами И.С. Шкловским, В.Г. Куртом и П.Н. Холоповым к рукописи монографии. Большая помощь была оказана Э.Г. Абрамян, А.Г. Егикяном и В.Г. Чолакяном при подготовке рукописи к печати. Всем им автор выражает свою глубокую благодарность.

Г.А. Гурзadyan

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗДАХ

1. Открытие явления вспышек у звезд

Явление вспышек звезд было открыто случайно. В 1924 г. Герцшпрунг [1] при просмотре полученных им снимков в направлении созвездия Киля заметил у одной слабой звезды, DH Car, увеличение блеска почти на две звездные величины. После тщательного сравнения с другими, более ранними снимками этой же звезды Герцшпрунг пришел к заключению, что в данном случае имело место быстрое повышение блеска звезды в необычайно короткий промежуток времени. Любопытно отметить, что Герцшпрунг еще тогда исключил возможность отождествления этого явления с появлением новой; он даже попытался объяснить его как следствие падения на звезду . . . малой планеты.

Забегая вперед, отметим, что значительно позже было зарегистрировано еще несколько вспышек звезды DH Car и что она в настоящее время числится в списке вспыхивающих звезд.

Долгое время открытие Герцшпрунга оставалось в забвении. Лишь спустя двадцать с лишним лет произошло событие, положившее фактическое начало изучению нового типа объектов, известных в настоящее время под названием вспыхивающих звезд. Американский астроном Карпентер 7 декабря 1947 г. производил фотографирование одной карликовой красной звезды L 726-8, известной теперь под названием UV Cet, методом цепочек, т.е. на одной и той же пластинке получил пять изображений звезды, каждое с выдержкой четыре минуты. Снимки предполагалось использовать в дальнейшем для определения тригонометрического параллакса этой звезды, известной своим большим собственным движением. Но уже беглый взгляд на полученный снимок показал, что со звездой случилось что-то необыкновенное: второе по времени изображение оказалось очень ярким, а на последующих изображениях блеск плавно падал, достигнув почти нормальной величины на последнем, пятом изображении. Лейтен, в статье [2] которого приведено описание этой истории, оценивает амплитуду повышения блеска в фотографических лучах в $2^m,7$. Это значит, что произошло двадцатикратное увеличение блеска звезды в течение трех минут. Желая подчеркнуть беспрецедентность этого случая, Лейтен замечает, что даже при взрыве сверхновой рост блеска за три минуты едва составляет 5%.

Конечно, еще задолго до этого астрономам были известны случаи неправильного колебания блеска у некоторых звезд. Например, подобное явление было обнаружено Ван Мааненом [3] у звезд BD +44°2051(B) и Ross 882; последняя, кстати, является одной из хорошо известных в настоящее время вспыхивающих звезд, но с другим обозначением — YZ CMi. Но в этих и других случаях речь идет о более или менее плавном колебании

блеска. Снимок, полученный Карпентером, стал первым и весьма убедительным доказательством существования в мире звезд нового явления — непредвиденного, исключительно быстрого и сильного увеличения блеска звезды и почти столь же быстрого ее возвращения в нормальное состояние. В связи с этим следует отметить, что Лейтен еще тогда оценил исключительное значение этого явления, заметив, что понимание его должно иметь непосредственное отношение к более общей проблеме — источникам звездных энергий.

Вслед за этим в обнаружении вспыхивающих звезд происходит своеобразная цепная реакция. Уже в 1949 г. Гордон и Крон путем фотозлектрических наблюдений [4] устанавливают факт вспышки AD Leo; в 1950 г. Тзккерей открывает вспышку самой близкой к Солнцу звезды V 645 Cep путем получения ее спектрограммы в момент вспышки [5]; в 1953 г. вспышку EV Lac замечает Винтерхальтер [6]. Далее, в 1957 г. Джой [7] обнаруживает первую уверенную вспышку YZ CMi; Крон и др. [8] объявляют о вспышке V 1216 Sgr и т.д. Более того, несколько вспыхивающих звезд "открывают" при просмотре ранее полученных фотопластинок. Так произошло, например, с WX UMa, первая уверенная вспышка которой с амплитудой около двух звездных величин была зарегистрирована, оказывается, Ван Мааненом еще в 1945 г. [9], т.е. за два года до открытия вспышки UV Cet.

Вскоре выяснилось, что все обнаруженные вспыхивающие звезды принадлежат преимущественно к спектральному классу M и вместе с тем отличаются большими собственными движениями, а стало быть, должны находиться недалеко от нас. Действительно, все эти звезды 10 — 13-й звездной величины оказались красными карликами, находящимися на расстоянии всего нескольких парсеков от Солнца; так появилось определение вспыхивающих звезд, находящихся в "окрестностях Солнца".

Процесс открытия новых вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца продолжается и поныне. Так, например, начиная с 1972 г., открывается вспышечная активность звезд G 447 = Ross 128 [10], EQ Her = G 517 [11], двух анонимных звезд в Aquila [12] и Lupus [13]. Об открытии двух несомненно близких к Солнцу вспыхивающих звезд ($V = 12^m,2$ и $V = 13^m,4$), имеющих обозначения G 009—008 и G 040—026 сообщают в 1975 г. Аро и др. [14]. Совершенно случайно, во время получения спектральных снимков звезд через объективную призму, Бонд в 1976 г. открывает [15] одну вспыхивающую звезду в созвездии Хамелеона, к тому же с исключительно большой амплитудой вспышки $\sim 6^m$.

2. Вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца

Первый список вспыхивающих звезд был составлен еще в 1960 г. Джоом [15]; в него вошли 20 объектов. К началу 1970 г. их количество дошло до 50 [16], а к середине 1976 г. — превысило 70. Список этих звезд приведен в табл. 1.1. В большинстве случаев вспышка была обнаружена по прямым фотоснимкам, по фотозлектрическим наблюдениям, редко — по визуальным оценкам. В отдельных случаях факт вспышки был установлен по характерным изменениям непрерывного спектра или по усилению эмиссионных линий в спектре звезды.

Таблица 1.1. Вспыхивающие звезды типа UV Cet

Номер	Обозначение по Gliese	Название звезды	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$
1	2	3	4	5
1	15 A	GX And=BD+43°44	00 ^h 15 ^m ,5	+ 43°44',4
2	15 B	GQ And	00 15,5	+ 43 44,4
3	22 A	BD +66° 34	00 29,3	+ 66 57,8
4		Butler	00 58,1	- 73 13,4
5	51	Wolf 47	01 00,1	+ 62 05,8
6	54.1	LPM 63	01 09,9	- 17 16
7	65 A	L 726-8	01 36,6	- 18 12,7
8	65 B	UV Cet	01 36,6	- 18 12,7
9	83.1	G 3-33	01 57,5	+ 12 50,1
10	103	CC Eri	02 32,5	- 44 00,6
11	164	Ross 28	04 09,2	+ 52 29,7
12	166 C	40 Eri C	04 13,1	- 07 44,1
13	182	V 1005 Ori	04 57,0	+ 01 42,6
14	206	Ross 42	05 29,5	+ 09 47,3
15	207.1	V 371 Ori	05 31,2	+ 01 54,8
16	229	BD-21°1377	06 08,5	- 21 50,6
17	234 A	Ross 614	06 26,8	- 02 46,2
18	234 B		06 26,8	- 02 46,2
19		PZ Mon	06 45,8	+ 01 16,6
20	268	AC +38°23616	07 06,7	+ 38 37,5
21	278 C	YY Gem	07 31,6	+ 31 58,8
22	285	YZ CMi	07 42,1	+ 03 40,8
23		BD +33° 1646 B	08 05,7	+ 32 56
24		G 009-008	08 28,8	+ 19 34,0
25		G 040-026	08 28,8	+ 19 34,0
26	388	AD Leo	10 16,9	+ 20 07,3
27	398	L 1113-55	10 33,5	+ 05 22,7
28	406	CN Leo=Wolf 359	10 54,1	+ 07 19,2
29	412 B	WX UMa	11 03,0	+ 43 46,7
30		DH Car	11 12,8	- 61'29,3
31	424	SZ UMa	11 17,5	+ 66 07,0
32	447	Ross 128	11 45,2	+ 01 01,0
33	473 A	Wolf 424 A	12 30,8	+ 09 17,6
34	473 B	Wolf 424 B	12 30,8	+ 09 17,6
35	490 B	G 164-31	12 55,3	+ 35 29,6
36	493.1	Wolf 461	12 58,1	+ 05 57,1
37		DT Vir	12 58,3	+ 12 38,7
38	516 A	VW Com	13 30,3	+ 17 04,2
39	516 B		13 30,3	+ 17 04,2
40	517	EQ Vir=CD-72°1700	13 32,1	- 08 05,1
41	540.2	Ross 845	14 10,4	- 11 47,2
42	551	V 645 Cen=Prox.Cen	14 26,3	- 62 28,1
43	569	DM +16° 2708	14 52,1	+ 16 18,3
44		Anon. (Lupus)	15 05,7	- 48 46
45	616.2	DM +55° 1823	16 16,6	+ 55 23,8
46	644 A	Wolf 630=V 1054 Oph	16 52,8	- 08 14,7
47	644 B		16 52,8	- 08 14,7
48	669 A	Ross 868	17 17,9	+ 26 32,8
49	669 B	Ross 867	17 17,9	+ 26 32,8

V	Спектр	M_V	Расстояние, пс	Примечания
6	7	8	9	10
8 ^m ,07	dM2,5e	10 ^m ,32	3,6	1,23
11,04	dM6e	13,29	3,6	51
10,51	dM2,5e	10,42	10,4	46
10,6	K0	6,0 ?	80 ?	4,5
13,66	dM7e	13,81	9,3	3
11,6	dM5e	11,5	7,0	6, 50
12,45	dM5,5e	15,27	2,7	7,8
12,95	dM5,5e	15,8	2,7	7,8
12,27	dM8e	13,91	4,7	9
8,7	dK7e	8,4	11,4	45
13,2	M5	12,3	15,1	2
11,17	dM4,5e	12,73	4,8	6,49
9,6	dM1e	8,8	14,7	58
11,50	dM4e	10,73	14,2	43
11,68	dM3e	10,8	15,2	11
8,13	dM1e	9,33	5,7	51
11,07	dM7e	13,08	4,0	12, 49
14,4		16,4	4,0	49
10,8	dK2e	7,1	16	13, 14
11,48	dM5e	12,62	5,9	46
9,07	dM0,5e	8,26	14,5	40, 41
11,2	dM4,5e	12,29	6,0	15
11,0	dMe	8,6	33	2
12,2	M5e	—	—	37
13,4	M5e?	—	—	37
9,53	dM4,5e	10,98	4,9	16
12,61	M4e	11,7	15,2	43
13,53	dM8e	16,68	2,35	17, 40
14,53	dM5e	15,88	5,4	15
14,9	K2	—	—	18, 19
9,32	dM1	9,7	8,5	2
11,10	dM5	13,50	3,3	44
13,16	dM5,5e	14,98	4,3	12,50
13,4	M7	15,2	4,3	49, 23
13,16	M4e	11,9	18	55
13,34	M5e	—	10,1	43
9,79	dM2e	9,4	12,1	20, 49
12,0	dM4e	11,0	16,0	2
12,3	dM4e	11,3	16,0	49
9,34	dM5e	8,0	18,8	47, 48
13,5	dM5,5e	12,8	13,8	43
11,05	dM5e	15,45	1,31	2
10,20	dM0e	10,1	10,4	35, 49
—	—	—	—	38
9,96	dM1e	8,9	16,3	4, 40
9,96	dM4,5e	10,79	6,2	12, 49
9,8	dM4,5e	10,8	6,2	49
11,36	dM4e	11,25	10,5	12, 40
12,92	dM5e	12,81	10,5	42.

Таблица 1.1 (продолжение)

1	2	3	4	5
50	719	BY Dra	18 ^h 32 ^m ,7	+ 51° 41',0
51	729	V 1216 Sgr	18 46,8	- 23 53,5
52	735	V 1285 Aql	18 53,0	+ 08 20,3
53	752 B	BD +4° 4048 B	19 14,5	+ 05 04,7
54	781	Wolf 1130	19 20,1	+ 54 18,2
55		G 208-44	19 52,3	+ 44 17,3
56		G 208-45	19 52,3	+ 44 17,3
57	791.2	G 24-16	20 27,4	+ 09 31,2
58		S 5114	20 33,3	- 70 04,2
59	799 A	AT Mic	20 38,7	- 32 36,6
60	799 B		20 38,7	- 32 36,6
61	803	AU Mic	20 42,1	- 31 31,1
62	815 A	AC+39° 57322	20 58,1	+ 39 52,7
63	815 B		20 58,1	+ 39 52,7
64	852	Wolf 1561	22 14,7	- 09 03,0
65	860 A	BD +56° 2783	22 26,2	+ 57 26,8
66	860 B	DO Cep=Kruger 60	22 26,2	+ 57 26,8
67	867 A,	L 717-22	22 36,0	- 20 52,8
68	867 B		22 36,0	- 20 52,8
69	873	EV Lac	22 44,7	+ 44 04,6
70		S 10113 And	23 20,9	+ 52 35
71		Anon. (Pisces)	23 29,1	- 03 01,7
72	896 A	DM +19° 5116	23 29,5	+ 19 39,7
73	896 B	DM +19° 5116	23 29,5	+ 19 39,7
74	896	EQ Peg A	23 29,5	+ 19 39,7
75		EQ Peg B	23 29,5	+ 19 39,7
76	908	BD +01° 4774	23 46,6	+ 02 08,2

Примечания

1. Joy A.H. — Stellar Atmospheres/Ed. Greenstein J.L. — Chicago, 1960.
2. Petit M. — DOB, 1955, No. 9, Sept.
3. Johnson H.L., Morgan W.W. — Ap.J., 1953, v. 117, p. 323.
4. Petit M. — Ciel et Terre, 1954, v. 70, p. 407.
5. Andrews A.D. — PASP, 1967, v. 79, p. 369.
6. Kunkel W.E. — PASP, 1970, v. 82, p. 1341.
7. Joy A.H., Humason M.L. — PASP, 1949, v. 61, p. 133.
8. Luyten W.J. — Ap.J., 1949, v. 109, p. 532.
9. Kunkel W.E. — IBVS, 1968, No. 294.
10. Hoffmeister C. — IBVS, 1966, No. 126.
11. Wachmann A.A. — Beob. Zirk. A.N., 1939, v. 21, p. 25.
12. Kunkel W.E. — Flare Stars: Thesis. — Texas, 1967.
13. Munch L., Munch G. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1955, v. 13, p. 36.
14. Gaposhkin S. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1955, v. 13, p. 39.
15. Van Maanen A.A. — A.J., 1949, v. 91, p. 505; PASP, 1945, v. 57, p. 216.
16. Gordon K., Kron G. — PASP, 1949, v. 61, p. 210.
17. Sandig H.U. — A.N., 1951, v. 280, p. 39.
18. Hertzprung E. — BAN, 1924, v. 11, p. 87.
19. Tapia S. — IBVS, 1968, No. 286.
20. Bidelman W.P. — Ap.J. Suppl., 1954, v. 7, p. 175.
21. Shachovskaja N.I. — IBVS, 1969, No. 362.
22. Thackeray A.D. — M.N.R.A.S., 1950, v. 110, p. 45.
23. Gershberg R.E. — Bamberg Variable Star Coll. No. 15. — Bamberg, 1972.
24. Popper D.M. — PASP, 1953, v. 65, p. 278.
25. Joy A.H. — Non Stable Stars/Ed. Herbig G. — Cambridge, 1977, p. 31.
26. Herbig G.H. — PASP, 1956, v. 63, p. 531.
27. Vinter Hansen J. — Circ. Union Astr. Inst., 1959, No. 1692.
28. Joy A.H. — Ap.J., 1947, v. 105, p. 101.
29. Mumford G.S. — PASP, 1969, v. 81, p. 890.

6	7	8	9	10
8 ^m ,6	dK6e	7 ^m ,6	14,1	24, 52
10,6	dM4,5e	13,3	2,9	25
10,07	dM2e	9,9	10,9	36
17,38	dM5e	18,57	5,8	26
11,9	dM3e	10,8	17,0	17, 28
15,4		15,07	4,7	39
16,6		15,65	4,7	39
13,06	dM6e	13,2	9,4	9
14,8	M5	—	—	29
10,83	dM4,5e	11,09	8,8	25, 50
10,9	dM4,5e	11,2	8,8	49
8,61	dM0e	8,87	8,8	6, 50
10,26	dM3e	9,8	12,5	40, 1
12,7		11,8	12,5	40, 49
13,5	dM4,5e	13,6	9,7	43
9,85	dM4	11,87	4,0	49
11,3	dM4,5e	13,3	4,0	25, 50
9,10	dM2e	9,3	9,2	54
11,45	dM4e	11,65	8,3	35, 56
10,2	dM4,5e	11,8	5,1	32
15,5				34
				53
10,38	dM4e	11,3	6,4	2
			6,4	57
12,4	dM3,5e	13,4	6,4	25, 33
	dM4,5e			
8,98	dM2e	10,19	5,7	

30. Luyten W.J. — H.B., 1925, No. 830.
31. Hoffmeister C. — Mitt. Verand. Sterne, Sonnenberg, 1960, No. 490.
32. Wagman N.E. — Harvard Ann. Card., 1953, No. 1226.
33. Owen F.N. et al. — Ap.J. Lett., 1972, v. 10, p. 37.
34. Hoffmeister C. — IBVS, 1967, No. 203.
35. Asterlads G., Mavridis L.N. — IBVS, 1972, No. 712.
36. Moffett T.J. — M.N.R.A.S., 1973, v. 164, p. 11.
37. Haro G., Chavira E., Gonzales G. — IBVS, 1975, No. 1031.
38. Suryadi S. — IBVS, 1976, No. 975.
39. Cristaldi S., Rodono M. — Astron. Astrophys., 1976, v. 48, p. 165.
40. Moffett T.J. — Ap.J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
41. Plavec M., Pekny Z., Smetanova M. — BAC, 1950, v. 11, p. 180.
42. Shachovskaja N.I., Sofina W. — IBVS, 1972, No. 730.
43. Kunkel W.E. — IBVS, 1972, No. 748.
44. Lee T.A., Hoxie D.T. — IBVS, 1972, No. 707.
45. Nather R.E., Harwood J. — IAU Cir., 1972, No. 2434.
46. Petterson B.R. — Astron. Astrophys., 1975, v. 41, p. 87.
47. Parazz Mello S. — IAU Cir., 1972, No. 2482.
48. Busko I.C., Torres C. — IBVS, 1974, No. 939.
49. Shachovskaja N.I. — IAU Colloq. No. 15, 1971.
50. Kunkel W.E. — IAU Sumpos. No. 67, 1974.
51. Petterson B.R., Coleman L.A. — Ap.J., 1981, v. 251, p. 571.
52. Cristaldi S., Rodono M. — Astron. Astrophys., 1971, v. 12, p. 152.
53. Bond H.E. — IBVS, 1976, No. 1160; Sky and Telesc., 1976, v. 52, p. 180.
54. Byrne Patric B. — M.N.R.A.S., 1979, v. 187, p. 153.
55. Valana G.S., Cassinelli J.P. et al. — Ap.J., 1981, v. 245, p. 163.
56. Sanwal B.B. — IBVS, 1982, No. 2143.
57. Rodono M. — Astron. Astrophys., 1978, v. 66, p. 175.
58. Reza de la R., Torres C., Busko I. — M.N.R.A.S., 1981, v. 194, p. 829.

Данные табл. 1.1, а также дополнительные сведения об этих звездах позволяют сделать следующие выводы:

1. Почти все вспыхивающие звезды принадлежат к спектральному классу М, вернее, к поздним подклассам М. Всего 5 звезд (~7%) из этого списка оказались принадлежащими к классу К. Вспыхивающие звезды, принадлежащие к спектральному классу ранее К, отсутствуют совсем.

2. Все приведенные в табл. 1.1 вспыхивающие звезды находятся в окрестностях Солнца — в пределах расстояния 20 пс; 30 из них, т.е. почти половина, находятся ближе 10 пс, а 14 — ближе 5 пс. Самой близкой вспыхивающей звездой является V 645 Cen; она находится на расстоянии всего 1,3 пс. След за ней идут UV Cet (2,7 пс), V 1216 Sgr (2,9 пс), G 447=Ross 128 (3,3 пс) и т.д. Самой далекой пока является звезда Батлера. Однако оценка ее расстояния (80 пс) основана не на определении параллакса, а просто на принятой абсолютной светимости ($M_V = +6$), стандартной для звезд класса К0.

Именно сопоставление расстояния вспыхивающих звезд с их спектральным классом приводит к заключению, что все они являются красными карликами.

3. По крайней мере для половины из приведенных в табл. 1.1 звезд известно, что они являются двойными системами — спектрально, фотографически и даже визуально двойными; в последнем случае расстояния между компонентами столь велики, что взаимодействие между ними становится маловероятным (имеется в виду возможность перетекания газовой материи от одной звезды к другой). В некоторых случаях (YY Gem) вспыхивающая звезда является одновременно спектроскопической и затменной системой.

4. Вспыхивающие звезды распределены в окрестностях Солнца более или менее равномерно. Во всяком случае их сравнительно малое количество и близость к Солнцу не позволяют пока выделить с уверенностью какие-либо закономерности в видимом или пространственном распределении этих звезд.

Если считать пространственную концентрацию вспыхивающих звезд постоянной везде в Галактике, то общее их количество получится не менее 10^8 (без учета числа вспыхивающих звезд в агрегатах).

5. Подавляющее большинство вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца, слабее 10^m , лишь примерно одна пятая звезд, входящих в табл. 1.1, ярче 10^m . Самые яркие — G 229, G 15 A ($V \approx 8^m$), самая слабая — G 752 B ($V = 17^m.4$). Заметим, однако, что среди вспыхивающих звезд, входящих в состав звездных агрегатов (см. ниже), встречаются объекты слабее 21^m .

6. Абсолютная светимость вспыхивающих звезд охватывает очень широкий диапазон — от $M_V = 7,1$ для звезды PZ Mon до $M_V = 18,57$ для G 752 B = BD + 4° 4048B. Иначе говоря, вспышечная активность еще может быть обнаружена у звезд, абсолютные светимости которых отличаются друг от друга в 40 000 раз.

В табл. 1.1 включены только звезды, вспышечная активность которых установлена вполне надежно. Исключенне составляет звезда Gliese 490 B класса M4e; она включена в список вспыхивающих звезд только на основа-

Таблица 1.2. Подозреваемые вспышкающие звезды типа UV Cet

Название звезды	α (1950)	δ (1950)	m_{pg}	Спектр	Примечания
1 V Psc	00 ^h 12 ^m 8	+0,6° 23',8	12 ^m	M1 V	1
2 SVS 1989	00 32,6	+39 53	18,5	—	2
3 SVS 1729	00 40,0	+40 14,2	16,8	—	3
4 QZ Per	03 14,8	+37 23,2	17,5	—	4
5 VSV 1849	04 27,1	+23 47	14,5	—	5
6 G 451 B	11 50,1	+38 04,6	—	—	6
7 G 177.4	12 53,7	+51 12,1	16,1	—	7
8 Anon	12 55,2	-65 33	14,7	—	8
9 Anon	13 02,5	-61 56	12,7	—	8
10 Anon	13 30,1	-61 58	15,5	—	8
11 G 526	13 43,2	+15 09,7	8,5	dM4e	8
12 V 475 Her	17 18,1	+25 15	15,8	—	4
13 G 258-7	17 27,4	+67 01,1	16,3	—	7
14 Anon (Serpens)	18 14,9	-10 14	12,6	dK5	10, 11
15 V 2354 Sgr	18 27,1	-24 53,5	13,5	—	4
16 Anon (Aquila)	18 55,9	+06 06,5	12	M3	12
17 KZP 4661	19 20,1	+28 14	—	—	13
18 V 868 Cyg	19 25,1	+28 41,1	—	—	13
19 SVS 1532	19 25,8	+28 20,4	—	—	13
20 FV Vul	19 36,6	+27 29,0	14,1	M:	4
21 KO Vul	19 55,3	+28 57	17,5	—	4
22 AK Mic	21 03,6	-40 14,0	16,5	—	14
23 FZ And	23 03,3	+52 51,4	15,5	—	4

Примечания

1. *Petit M.* — DOB, 1955, No. 9.
2. *Алексис А.К., Шаров А.С.* — АЦ, 1973, № 800.
3. *Шаров А.С., Алексис А.К.* — АЦ, 1970, № 600.
4. *Кукаркин Б.В. и др.* Общий каталог переменных звезд. — М., 1969.
5. *Цесевич В.П.* — АЦ, 1972, № 773.
6. *Van de Kamp P.* — Low-Luminosity Stars / Ed. Kumar S. — London: Gordon & Breach, 1969, p. 199.
7. *Giglas H.L., Burnham R., Thomas N.C.* — Bull. Lowell Obs., 1965, No. 203.
8. *Sanduleak N.* — IBVS, 1968, No. 275; Ap. J., 1969, v. 155, p. 1121.
9. *Kunkel W.E.* — CR, 1962, v. 255, p. 1275.
10. *Stelton F.M.* — IBVS, 1971, No. 545.
11. *MacConnell D.J.* — IBVS, 1971, No. 570.
12. *Курочкина Н.Б.* — АЦ, 1967, № 451.
13. *Hildejat B., Akyol M.U.* — IBVS, 1972, No. 623.
14. *Hoffmeister C.* — Mitt. Verond. Sterne, Sonnenberg, 1960, No. 490.

нии данных о ее рентгеновском излучении, хотя обычной оптической вспышки у нее не было зафиксировано ни разу (подробности см. раздел 19 гл.15). Наряду с этим существуют звезды, которые либо подозреваются во вспышечной активности по разным признакам, либо же имеющиеся на этот счет данные недостаточно надежны; список таких звезд — их немногим более двух десятков — приведен в табл. 1.2.

Иногда появляются сообщения о вспышках отдельных звезд, принадлежащих ранним спектральным классам (F — V). Эти объекты — их всего

3 — 4 — изучены плохо, а достоверность зарегистрированных вспышек сомнительна, поэтому они не вошли в табл. 1.1 и 1.2. Однако в принципе вспышка звезд ранних классов не является невозможной, только природа самой вспышки у них отличается от той, какую мы имеем в случае холодных карликов. В этом смысле "горячие" вспыхивающие звезды составляют некую обособленную группу объектов, нуждающуюся в отдельном рассмотрении, что и будет сделано ниже (см. раздел 6 гл. 8).

3. Вспыхивающие звезды в звездных ассоциациях

Новый и исключительно важный этап в истории изучения вспыхивающих звезд начинается с основополагающих работ Аро [17], впервые (это было в 1953 г.) открывшего вспыхивающие звезды в звездных ассоциациях и молодых звездных скоплениях — агрегатах. Значение этого открытия для звездной космогонии и физики звезд трудно переоценить. Оно указывает прежде всего на то, что явление вспышки присуще самым молодым звездам, а стало быть, самому процессу образования и развития звезды и имеет непосредственное отношение к физическим процессам, идущим в недрах еще не совсем сформировавшейся звезды. Вместе с тем отголоски этого явления могут быть обнаружены даже в тех случаях, когда звезда уже не молодая и находится далеко за пределами ассоциации или агрегата, где она родилась.

За период 1953 — 1976 гг. усилиями Аро и его сотрудников в обсерватории Тонантинтла (Мексика), а также астрофизиков из других обсерваторий — Асьяго (Италия), Бюракан (СССР) и др. было открыто большое количество вспыхивающих звезд в ряде звездных ассоциаций и открытых скоплений; подробно на этом мы остановимся в гл. 12. Наиболее интересной оказалась самая молодая ассоциация — Орион, где обнаружено около 400 вспыхивающих звезд. Вслед за ней идет скопление Плеяд, система "среднего" возраста, где открыто свыше 500 вспыхивающих звезд, скопления NGC 2264, Ясли и др. Общее количество вспыхивающих звезд, зарегистрированных в звездных ассоциациях и агрегатах по данным до 1980 г., приближается к 1500. Простое статистическое сопоставление показывает, что реальное их количество в ассоциациях и агрегатах должно быть значительно, а в некоторых случаях даже на порядок больше известных нам величин. Это уже соизмеримо с общим количеством звезд в агрегатах.

Отсюда следует, что каждая звезда в ранний период своей жизни должна пройти через состояние вспышечной активности. При этом вспышечная активность оказывается в сильной зависимости от абсолютной светимости звезды.

Последнее утверждение при достаточном обосновании фактами наблюдений может приобрести особое значение для звездной космогонии. Оно утверждает новое свойство звездных недр и внутризвездной материи, а именно: импульсивное освобождение в значительных количествах внутризвездной энергии в форме спонтанных вспышек является таким же необходимым свойством нестационарной, еще не совсем сформировавшейся звезды, как свойство избавления от лишней массы путем истечения или выброса газовой материи в процессе эволюции звезд.

4. Морфологический состав вспыхивающих звезд

Среди звезд классов M0 – M5 в радиусе 10 пс вокруг Солнца насчитывается 115 звезд [33] и почти половина из них (47%), согласно данным табл. 1.1, – вспыхивающие звезды типа UV Cet. В морфологическом отношении – по возрасту или по принадлежности к тому или иному типу звездного населения – все эти звезды, рассеянные в окрестностях Солнца, составляют далеко не однородную группу. Так, например, вспыхивающие звезды YZ CMi и AT Mic (= G 799 A) являются, по всей вероятности, молодыми объектами, поскольку они в спокойном, т.е. вне вспышки, состоянии расположены чуть выше диаграммы $M_V \sim (R - I)$ [22]. Сама UV Cet, а также Wolf 424 являются членами движущейся группы Гиад (Hyades) [23]. В отличие от них, звезды Wolf 630, Wolf 359, BD +43°44 A и B, 40 Eri C, CQ And, SZ UMa, а также Ross 128 = G 447, принадлежат звездному населению II типа, т.е. не являются молодыми образованиями [24].

Обращает на себя внимание очень высокий процент (85% по [50]) двойных систем среди вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца. Доля двойных систем среди вспыхивающих звезд в несколько раз больше, чем среди звезд в случайно выбранных областях неба.

Приведенные примеры, а также факт наличия вспыхивающих звезд в большом количестве в звездных ассоциациях и молодых скоплениях показывает, что одну и ту же степень вспышечной активности иногда можно наблюдать у звезд, возрасты которых отличаются друг от друга существенно, по крайней мере на один-два порядка. Вместе с тем совершенно очевидно, что у старых карликовых звезд явление вспышки носит явно реликтовый характер.

По-видимому, правильнее будет сформулировать так: вспыхивающие звезды типа UV Cet, рассеянные в окрестностях Солнца, являются выходцами из соседних ассоциаций и агрегатов – как бывших, давно уже разрушенных, так и относительно молодых, еще не совсем распавшихся (см. [51]). Заметим, что за 10^7 лет звезда удаляется – со скоростью $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ – от своего первоначального местоположения до расстояния в 100 пс, что соизмеримо со средним расстоянием между агрегатами.

На космогоническом значении явления звездной вспышки вообще и вспыхивающих звезд в частности остановимся в последующих главах, по мере развития общей теории вспышек, основанной на гипотезе быстрых электронов.

5. Определение вспышки

Как определить вспышку? Как отличить ее от обычных неправильных колебаний блеска звезды? Очевидно, здесь необходимо иметь какие-то количественные критерии. Во всяком случае, употребляемое обычно определение вспышки как "быстрое и сильное повышение блеска" так или иначе содержит в себе элемент субъективности.

Поставленный вопрос был предметом неоднократных обсуждений. Ряд наблюдателей [17 – 20] обратили внимание на так называемые "вторичные", или "медленные", колебания блеска с небольшой амплитудой. Часто

бывает трудно отличить вспышку с малой амплитудой от "вторичных" колебаний блеска.

Вспышка не может характеризоваться только величиной амплитуды колебаний блеска. Известны случаи незначительных колебаний блеска у отдельных звезд, однако в силу того, что эти колебания длятся очень долго, они не могут считаться вспышкой. Между тем как раз такие незначительные, но очень быстрые колебания блеска наиболее характерны для явления вспышки. Продолжительность пребывания звезды в состоянии повышенного блеска также не может стать характеристикой вспышки.

В качестве критерия для определения вспышки следует принять соотношение этих двух величин — величины повышения блеска и продолжительности пребывания в состоянии повышенного блеска (или самой вспышки), т.е. темп нарастания блеска. Аро [21], подробно рассмотрев этот вопрос, пришел к заключению, что темп нарастания блеска звезды во время вспышки около $0^m,005 \text{ с}^{-1}$ следует считать минимальной величиной для определения вспышки. Это значит, что зрелищная переменная, блеск которой увеличивается со скоростью менее $0^m,3 \text{ мин}^{-1}$ или $0^m,005 \text{ с}^{-1}$, не может быть классифицирована как вспыхивающая звезда.

В качестве дополнительного критерия для определения вспышки можно использовать кривую блеска вспышки после максимума; эта кривая в своей исходящей ветви имеет весьма определенную форму, характерную только для вспыхивающих звезд, причем ее форма не зависит ни от амплитуды вспышки, ни от ее продолжительности, а только от самой природы вспышки (см. гл. 16).

6. Кривая блеска. Два типа вспышек

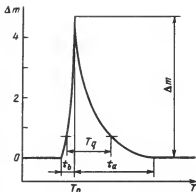
Кривой блеска, или световой кривой, вспышки называется ход изменения блеска звезды со временем. В случае фотографического способа регистрации вспышки кривая блеска строится путем фотографирования звезды методом цепочки — получения ряда изображений звезды с кратковременными, но строго одинаковыми экспозициями на одной и той же пластинке. Если звезда слабая, то приходится прибегать к увеличению продолжительности экспонирования на одно изображение, что приводит к уменьшению истинной амплитуды повышения блеска; в таких случаях измерения дают лишь нижний предел амплитуды.

Иначе обстоит дело в случае фотоэлектрического метода регистрации вспышки. При постоянной времени регистрирующей аппаратуры порядка нескольких секунд, а в некоторых случаях — долей секунды фотоэлектрический метод позволяет следить за многими подробностями вспышки, которые легко могли бы затеряться при фотографическом методе. Фотоэлектрический метод является, кроме того, единственным способом регистрации очень короткоживущих (порядка одной минуты и меньше) и быстро протекающих вспышек.

Обычно кривую блеска представляют в виде графика зависимости между временем и величиной

$$i = \frac{J_{f+0} - J_0}{J_0} = \frac{J_f}{J_0}. \quad (1.1)$$

Рис. 1.1. Кривая блеска вспышки (световая кривая) звезды. Точка T_0 соответствует моменту максимума вспышки



представляющей собой "поток вспышки", т.е. поток избыточного излучения J_f , появляющегося в данный момент развития вспышки, выраженного в единицах потока J_0 от звезды в нормальном или невозмущенном состоянии. Величина J_{f+0} в (1.1) есть полный наблюдаемый поток — нормальное излучение звезды плюс дополнительное излучение вспышки.

Очень часто "поток вспышки" i представляют в звездных величинах, т.е.

$$\Delta m = 2,5 \lg(i + 1) = 2,5 \lg \frac{J_f + J_0}{J_0}. \quad (1.2)$$

Примеры кривых блеска вспышек будут приведены в последующих главах. Здесь же остановимся на одном, общем для всех кривых блеска свойстве.

Несмотря на большое разнообразие в формах кривых блеска, заметно преобладание двух основных типов — I и II. Они отличаются друг от друга абсолютными значениями основных параметров кривой блеска — t_b и t_a , где t_b есть промежуток времени от начала вспышки до максимума, а t_a — промежуток времени от максимума до полного восстановления первоначального блеска звезды. Эти параметры показаны на схеме кривой блеска, приведенной на рис. 1.1.

Числовые величины t_b и t_a для упомянутых двух типов кривых блеска следующие:

Тип I: t_b = от нескольких секунд до нескольких минут;
 t_a = от нескольких минут до порядка одного часа;

Тип II: t_b = 30 минут и больше;
 t_a = 3—10 часов.

Кривая блеска типа I характерна в основном для вспыхивающих звезд типа UV Cet, а кривая блеска типа II — в основном для вспыхивающих звезд, связанных со звездными ассоциациями и агрегатами.

Аро [21] указывает случаи, когда одна и та же звезда в агрегатах может один раз вспыхнуть по типу I, а другой раз — по типу II. Такое явление наблюдается чаще всего в очень молодых скоплениях (Орлон, NGC 2264). Однако то же самое нельзя сказать о звездах типа UV Cet: они никогда не вспыхивают по типу II. Можно полагать поэтому, что неспособность вспыхнуть по типу II свойственна только тем вспыхивающим звездам, у которых само явление вспышек носит релактивный характер.

Обращает на себя внимание еще одно свойство: хотя абсолютные величины параметров t_b или t_a в типах I и II отличаются больше чем на порядок,

отношение t_b/t_a для обоих типов почти одинаково. Эти два типа отличаются друг от друга главным образом по абсолютной мощности выделенной при вспышке энергии, сама природа вспышки в обоих случаях одинакова. А тот факт, что вспышки типа II чаще всего встречаются именно в звездных агрегатах, следует расценивать как свидетельство того, что особо мощные и продолжительные вспышки свойственны очень молодым и еще не совсем сформировавшимся звездам.

7. Параметры световой кривой

Выше было дано общее описание световой кривой. Перечислим теперь те величины, или параметры, которые, будучи сняты с кривой блеска, могут характеризовать разные аспекты самой вспышки (см. [31]).

1. *Амплитуда вспышки Δm* . Это — избыточное излучение на максимуме световой кривой, выражаемое в звездных величинах. Величину амплитуды вспышки находят с помощью соотношения (1.2). В зависимости от того, в каких лучах (диапазонах) ведется регистрация вспышки — в фотографических, в U -, B - или V -лучах и т.д., — соответственно, речь может идти об амплитудах вспышек в фотографических лучах Δm_{pg} , или в U -, B - или V -лучах — ΔU , ΔB , ΔV и т.д.

2. *Время t_b* — от начала вспышки до ее максимума. Эта величина иногда бывает порядка нескольких секунд и поэтому наиболее трудноопределяема.

3. *Время t_a* — от максимума вспышки до ее конца. В сочетании с величиной амплитуды вспышки Δm параметры t_b и t_a дают возможность найти скорость роста блеска до максимума в звездных величинах за секунду — в первом случае и скорость спада блеска после максимума — во втором случае.

По сути дела, $t_a + t_b$ есть физическая продолжительность вспышки. Поскольку обычно $t_b \ll t_a$, физическая продолжительность вспышки определяется величиной t_a .

4. *Продолжительность вспышки T_q* ; речь идет об условной продолжительности вспышки, где q означает тот минимальный уровень, в долях блеска на максимуме, с которого и начинается исчисление продолжительности вспышки (см. рис. 1.1). Часто принимается $q = 0,2$; тогда $T_{0,2}$ будет продолжительностью вспышки в промежутках световой кривой, где блеск составляет свыше 20% блеска на максимуме.

5. *"Интеграл вспышки" P* , величину которого находят из соотношения

$$PJ_0 = \int (J_{f+0} - J_0) dt, \quad (1.3)$$

где правая часть есть интеграл от дополнительного излучения, т.е. интеграл световой кривой с вычетом излучения J_0 невозмущенной звезды.

Параметр P имеет размерность времени (минуты) и, несмотря на это, он характеризует энергетическую мощность вспышки, ибо PJ_0 есть не что иное, как полная энергия, излучаемая невозмущенной звездой с постоянной излучательной способностью J_0 . По сути дела, P имеет тот же физический смысл, что и эквивалентная ширина спектральных линий при нахождении

их интенсивностей. Поэтому было бы правильнее назвать P "эквивалентным временем вспышки", даваемым соотношением

$$P = \int \left(\frac{J_{f+0}}{J_0} - 1 \right) dt. \quad (1.4)$$

6. Критерий реальности вспышки $3\sigma(\text{mag})$, где $\sigma(\text{mag})$ есть стандартная ошибка, обусловленная случайными флуктуациями шумов:

$$\sigma(\text{mag}) = 2,5 \lg \frac{J_0 + |\sigma|}{J_0}. \quad (1.5)$$

Величина σ может меняться от ночи к ночи. По сути дела, минимальная величина амплитуды вспышки, а стало быть, достоверность вспышки определяется величиной $\sigma(\text{mag})$. В частности, вспышка может считаться реальной, если ее амплитуда $\Delta m \geq 3\sigma(\text{mag})$.

8. Скорость развития вспышки

Для понимания истинной природы вспышки крайне важно знать экстремальные значения отдельных ее параметров. Среди них особое место занимает быстрота повышения блеска звезды, начиная с момента появления вспышки и до достижения ею максимального блеска.

Обычно для большинства вспыхивающих звезд типа UV Cet развитие вспышки происходит со скоростью порядка $0^m,05 - 0^m,1 \text{ c}^{-1}$. Однако известны случаи повышения блеска во время вспышки со значительно большей скоростью. Так, например, во время ряда последовательных вспышек UV Cet, имевших место 10.X.75 [25], в отдельных случаях произошло почти 20-кратное увеличение блеска звезды в течение 10 с, т.е. со скоростью примерно $0^m,6 \text{ c}^{-1}$. Были случаи кратковременных вспышек, когда четырехкратное повышение блеска имело место за 1 с, т.е. со скоростью $1^m,5 \text{ c}^{-1}$.

Рекордной в этом отношении среди зарегистрированных вспышек, по-видимому, является исключительно мощная вспышка, обнаруженная Жарретом и Гибсоном [26] 22.IX.74 при патрулировании UV Cet; во время этой вспышки произошло 420-кратное увеличение блеска звезды за 31 секунду (!), т.е. 13,5-кратное увеличение блеска за одну секунду, или со скоростью $2^m,8 \text{ c}^{-1}$. Длительность самой вспышки в этом случае также была одной из продолжительных — 2 часа 44 минуты.

9. Вспышка как случайное явление

Появление вспышки у данной вспыхивающей звезды есть явление случайное, и оно с достаточным приближением может быть представлено распределением Пуассона

$$p(n, m) = \frac{R^n(m)}{n!} e^{-R(m)}, \quad (1.6)$$

где $p(n, m)$ — вероятность того, что произойдет n вспышек в единицу

времени ярче величины m , а $R(m)$ — средняя частота вспышек ярче m в единицу времени.

Параметр $R(m)$ или, если рассматриваются вспышки в U -лучах, $R(U)$ может быть представлен с достаточным приближением в следующей форме [27, 28, 24]:

$$R(U) = e^{\alpha(U - U_0)} \text{ всп. } \cdot \text{ч}^{-1}, \quad (1.7)$$

где U — блеск звезды на максимуме вспышки в U -лучах, U_0 — уровень блеска, при котором частота вспышек составляет одну вспышку в час; эта величина разная для разных звезд и определяется путем статистической обработки результатов наблюдений. Однако U_0 может быть разная даже для одной и той же звезды в зависимости от колебания ее общей активности.

Приведем несколько примеров [28]. Для UV Cet, например, $U_0 = 13^m,0$, а для YZ CMi имеем $U_0 = 17^m,5$. Для EV Lac, AD Leo и YZ CMi величины U_0 примерно одинаковы и равны, соответственно, 14,9, 14,5 и $14^m,0$.

Что касается коэффициента α в (1.7), то его значение не очень меняется при переходе от одной звезды к другой и в среднем равно $\alpha = 1,00 \pm 0,05$ [24].

10. Распределение энергий в спектрах вспыхивающих звезд

Вспыхивающие звезды принадлежат к поздним спектральным классам M0—M6, редко к поздним подклассам K, непрерывные спектры которых искажены многочисленными линиями и полосами поглощения атомов и молекул. К тому же они являются очень слабыми звездами, что сильно затрудняет получение и измерение их спектрограмм. Поэтому наши познания о распределении энергий в спектрах вспыхивающих звезд в их спокойных, вне вспышки, стадиях очень скудны. Те немногие сведения, которыми мы располагаем по этому вопросу, собраны в основном путем колориметрических измерений. Эти данные позволяют сделать следующие выводы:

1. На цветовой диаграмме $U - B \sim B - V$ вспыхивающие звезды типа UV Cet в нормальных, вне вспышки, условиях находятся или на главной последовательности, или же чуть выше нее; в последнем случае звезда имеет ультрафиолетовый эксцесс.

2. Нет указаний на существование заметного инфракрасного эксцесса у вспыхивающих звезд типа UV Cet, как это свойственно звездам типа Т Тельца. Судя по результатам инфракрасных измерений Мендозы [29], распределение энергии в длинноволновой области спектра (~ 1 мкм и длиннее) у вспыхивающих звезд почти совпадает с планковской кривой распределения энергий при эффективных температурах звезды 2800—3000 К. В качестве примера, подтверждающего это утверждение, на рис. 1.2 приведены кривые распределения энергии в непрерывных спектрах двух вспыхивающих звезд — Т 146 и Т 77 (Т — по номерам обсерватории Тонантинтла [18]) и, для сравнения, звезды Т Тау. Там же нанесена планковская кривая, соответствующая температуре 2900 К. В данном случае эти вспыхивающие звезды имеют излишек энергий в коротковол-

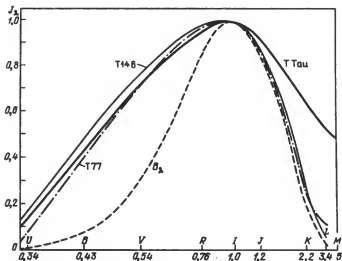


Рис. 1.2. Распределение энергии в спектрах вспыхивающих звезд Т 146 и Т 77, звезды Т Тау и абсолютно черного тела при $T = 2900$ К (B_λ) в интервале длин волн от 3400 А (U) до 50000 А (M). Интенсивность у 10000 А (1 мкм) принята за единицу

новой области спектра, что указывает на их некоторую активность, типа активности звезд Т Тельца, даже в спокойном, вне вспышки, состоянии.

Обычно наличие инфракрасного эксцесса у той или иной звезды интерпретируется как свидетельство присутствия плотного газо-пылевого облака вокруг нее. Поэтому отсутствие инфракрасного эксцесса у вспыхивающих звезд типа UV Cet можно принять прежде всего в качестве доказательства того, что они действительно лишены газо-пылевых оболочек или облаков.

Однако вывод об отсутствии инфракрасного эксцесса нельзя считать окончательным, а тем более общим для всех вспыхивающих звезд типа UV Cet. Во всяком случае у нас нет основания совершенно исключить возможность наличия инфракрасного эксцесса у некоторых представителей звезд типа UV Cet.

Что касается звезд, находящихся в звездных агрегатах, то среди них могут существовать и те и другие типы; ведь в агрегатах вспыхивают также звезды типа Т Тельца — типичные объекты с инфракрасным эксцессом.

Из всего изложенного следует, что явление вспышки присуще в возрастном смысле более широкой категории объектов — от "новорожденных" звезд, вроде объектов типа Т Тельца, до звезд "средних" лет, вроде звезд типа UV Cet, в то время как наличие инфракрасного эксцесса присуще довольно узкой категории объектов — звездам типа Т Тельца, и этот эксцесс исчезает с выходом звезды из состояния "младенчества".

Для дальнейшего нашего изложения существенно то обстоятельство, что при выводе соответствующих теоретических соотношений нормальный,

т.е. невозмущенный спектр звезды в инфракрасной области, можно представить, без ущерба для правильности окончательных выводов, формулой Планка при заданной эффективной температуре излучения звезды.

11. Частота вспышек

Частотой вспышек называется среднее число актов вспышек, имевших место за определенный промежуток времени — за один час или за одни сутки. Иногда в качестве параметра, определяющего частоту вспышек, берется средний промежуток времени между двумя последовательными вспышками.

Частота вспышек для данной звезды сильно зависит от фиксированной амплитуды вспышек: чем меньше амплитуда, тем больше частота. Минимальная величина амплитуды, при которой вспышка еще может быть зафиксирована с уверенностью, разная у разных наблюдателей и зависит от многих факторов — диаметра зеркала телескопа, метода наблюдений и специфических особенностей регистрирующей аппаратуры, блеска и спектрального класса звезды, качества изображения, состояния неба и т.д. Этим следует объяснить тот сильный разброс, который порою обнаруживается в оценках частоты вспышек у разных наблюдателей для одной и той же звезды. Поэтому при сравнительных анализах следует опираться на возможно более однородный наблюдательный материал.

Несмотря на указанную трудность, мы в настоящее время имеем достаточно правильное представление о частоте вспышек по крайней мере для звезд типа UV Cet. Оно основано на анализе [30] более чем 1000 вспышек около 20 вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца. Мы же здесь представим результаты, полученные на основе анализа прежде всего наиболее однородных наблюдений Кункеля [28] в U -лучах и Моффетта [32] в U -, B - и V -лучах, а также, для сравнения, других наблюдателей для большой группы вспыхивающих звезд. При этом полное число зарегистрированных вспышек у отдельных звезд (UV Cet, CN Leo, Wolf 630) превышает сто.

В табл. 1.3 приведены численные значения частоты вспышек f_U, f_V f_V — числа актов вспышек в час — с амплитудой $\geq 0^m,1$ в лучах U, B и V для каждой звезды в отдельности. Там же, во втором столбце, приведены абсолютные фотовизуальные величины рассмотренных звезд, взятые в основном из каталога Глизе [33].

Имеющиеся в настоящее время данные о частоте вспышек у вспыхивающих звезд, а также данные табл. 1.3 позволяют установить следующие закономерности и особенности:

а) Частота вспышек f_U, f_B или f_V увеличивается с уменьшением абсолютной светимости звезды M_V . Для наиболее слабых по абсолютной светимости звезд (CN Leo, UV Cet) частота вспышек самая большая — в среднем 2–4 вспышки в U -лучах за час (по одной вспышке за каждые 15–20 минут). В то же время у абсолютно наиболее ярких звезд (YY Gem, EQ Her) в среднем одна вспышка приходится на четыре часа, т.е. почти в 15 раз реже.

Для большей наглядности на рис. 1.3 показана графическая зависимость частоты вспышек в U -лучах от M_V , построенная по данным табл. 1.3.

Таблица 1.3. Частоты вспышек f (вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$) в U -, B и V -лучах в зависимости от абсолютной светимости M_V вспыхивающей звезды типа UV Cet

Звезда	M_V	f_U	f_B	f_V	Примечания
CN Leo	16 ^m ,68	3,5	2,7	0,9	1
		3,4	—	—	2
V 645 Cen	15,45	1,9	—	—	3
UV Cet	15,27	1,7	1,4	1,1	1
		4,9	—	—	2
			0,9	—	4
		1,5	1,0	0,3	5
		1,0	0,44	—	6
Wolf 424	14,31	4,1	3,0	0,75	1
40 Eri C	13,73	2,2	—	—	2
Ross 614	13,08	4,0	—	—	2
YZ CMi	12,29	1,2	0,75	0,43	1
		0,7	—	—	2
		—	0,3	—	7
EV Lac	11,50	0,35	0,33	0,13	1
		0,62	0,3	—	6
		—	0,4	—	8
		—	0,2	—	9
EQ Peg	11,38	0,70	0,56	0,14	1
AT Mic	11,09	1,8	—	—	2
AD Leo	10,98	0,42	0,08	0,0	1
		1,3	—	—	10
Wolf 630	10,79	1,3	—	—	2
AU Mic	8,87	0,9	—	—	2
YY Gem	8,36	0,16	0,16	0,13	1
EQ Her	8,00	0,16	—	—	11
BY Dra	7,6	0,013	—	—	12

Примечания

1. Moffett. — Ap. J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
2. Kunkel. — Ap. J. Suppl., 1973, v. 25, p. 1.
3. Jarrett et al. — IBVS, 1979, No. 1664.
4. Jarrett et al. — IBVS, 1979, No. 1588, 1612.
5. Melikyan et al. — IBVS, 1981, No. 2038.
6. Panov et al. — IBVS, 1983, No. 2359.
7. Jarrett et al. — IBVS, 1979, No. 1587.
8. Andrews. — IBVS, 1982, No. 2253.
9. Contadakis et al. — IBVS, 1979, No. 1653; 1980, No. 1793.
10. Panov et al. — IBVS, 1982, No. 2220.
11. Busko et al. — IBVS, 1974, No. 939.
12. Mavridis et al. — IBVS, 1980, No. 1891; 1982, No. 2174, 2209, 2210.

Несмотря на большой разброс точек на рис 1.3, все-таки можно подметить некую эмпирическую зависимость между f_U и M_V . Ее можно представить в следующем виде (f_U — в единицах всп $\cdot \text{ч}^{-1}$):

$$\lg f_U = -1,78 + 0,148 M_V, \quad (1.8)$$

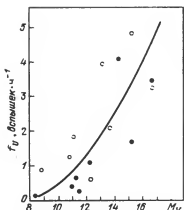


Рис. 1.3. Зависимость частоты вспышек, f_U (вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$) от абсолютной светимости звезды M_V по данным наблюдений Кункеля (светлые кружки) [28] и Моффетта (черные кружки) [32] (для всех вспышек с $\Delta U > 0,1^m$)

или же, перейдя к интервалу P_U между вспышками (в часах), будем иметь

$$\lg P_U = 1,78 - 0,148 M_V. \quad (1.9)$$

Приведенные соотношения можно использовать, в частности, для нахождения вероятной частоты или вероятного интервала времени между последовательными вспышками у неизвестной звезды, подозреваемой во вспышечной активности.

б) Для всех звезд, независимо от спектрального класса, абсолютной светимости, величины амплитуды вспышек и т.д., имеет место условие

$$f_U > f_B > f_V. \quad (1.10)$$

Не было обнаружено ни одного случая нарушения этой закономерности. Однако степень этого неравенства ослабляется с переходом от звезд малой абсолютной светимости к большой.

Частота вспышек в U -лучах, как правило, в несколько раз, иногда на порядок, больше, чем в V -лучах. Отсюда следует, что при поисках новых вспышечных звезд или при проверке вспышечной активности у той или иной звезды наблюдения непременно следует вести в U -лучах. С другой стороны, наблюдения в U -лучах имеют свои трудности: в этих лучах вспышечные звезды значительно, почти на 3^m слабее, чем в V -лучах, и поэтому следует располагать более чувствительными светоприемниками.

в) Частота вспышек для данной звезды не является постоянной величиной и может меняться в зависимости от колебания ее общей вспышечной активности. Так, например, по данным Кункеля [28], частота вспышек для $UV \text{ Cet}$ составляла в 1966 г. $f_U = 3,6 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$ (все вспышки с амплитудой $\Delta U \geq 0,05$), в 1968 г. она увеличилась почти вдвое — $f_U = 7,0 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$ и удерживалась на этой величине и в следующем, 1969 г. По тем же данным частота вспышек f_U для другой звезды — Wolf 630 была 1,6, 1,9 и 1,8 $\text{всп} \cdot \text{ч}^{-1}$ соответственно в 1967, 1968 и 1969 гг., а в 1970 г. она возросла почти в два с половиной раза: $f_U = 4,8 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$.

В случае другой вспышечной звезды, $V1216 \text{ Sgr}$ ($M_V = 13,3^m$), Кристалды и Родано [34] в 1971 г. не обнаружили ни одной вспышки

за 28,5 часа патрулирования в U -лучах, а стало быть, $f_U < 0,035$ всп. \cdot ч $^{-1}$; в 1973 г. они почти за такое же время патрулирования обнаружили уже одну вспышку ($f_U = 0,035$ всп. \cdot ч $^{-1}$). Дальше, видимо, эта звезда пережила повышение вспышечной активности: в июне 1974 г. зарегистрировано 8 вспышек этой звезды с частотой $f_U = 0,15$ всп. \cdot ч $^{-1}$ [36], а в июле — уже $f_U = 0,35$ всп. \cdot ч $^{-1}$ [37].

г) Несколько нная картина наблюдается в случае частоты вспыхивающих звезд, являющихся членами звездных ассоциаций и скоплений; соответствующие данные для них приведены в гл. 12. Сравнивая эти данные с теми, что приведены в табл. 1.3, видим, что частота вспышек в ассоциациях более чем на порядок меньше, чем для вспыхивающих звезд типа UV Cet в окрестностях Солнца. Однако это не так; условия наблюдения вспыхивающих звезд в агрегатах таковы (фотографирование с выдержками 5–10 мин), что вспышки с амплитудами меньше $0,6-0^m,7$ практически не могут быть установлены. Между тем данные в табл. 1.3 для вспыхивающих звезд типа UV Cet относятся к вспышкам с амплитудой $\geq 0^m,1$. Вследствие такой селекции всякое сопоставление между собой частот обеих категорий вспыхивающих звезд не будет уместным.

д) Труднее обстоит дело с зависимостью частоты вспышки, а также средней продолжительности вспышки от спектрального класса. Вывести ее по данным наблюдений звезд типа UV Cet практически невозможно хотя бы потому, что почти все звезды принадлежат спектральному классу M5 — M6. Иное дело в ассоциациях, где спектральный диапазон вспыхивающих звезд шире — от K0 до M5. По неполным данным [38] наблюдается существенное увеличение продолжительности вспышки с переходом к более ранним спектральным классам; если у звезд класса M4 — M6 вспышка длится около 20 мин, то у звезд класса K6 — K8 средняя продолжительность вспышки достигает 90 мин.

Что касается вспыхивающих звезд типа UV Cet, то Кункель [39] установил для них аналогичную зависимость в несколько иной форме, а именно: градиент падения блеска звезды после максимума вспышки тем меньше, чем абсолютно ярче звезда, что в конечном счете означает рост продолжительности вспышки у абсолютно более ярких звезд. В количественном виде указанная зависимость между абсолютной светимостью звезды M_V и градиентом спада блеска звезды после максимума G , выраженная в единицах "звездная величина \cdot мин $^{-1}$ ", представлена в табл. 1.4 по данным пяти вспыхивающих звезд типа UV Cet (n — число наблюдений).

Таблица 1.4. Зависимость градиента спада яркости вспышки G от абсолютной светимости звезды M_V

Звезда	M_V	$\lg G$	n
Wolf 359	15,80	$-0,24 \pm 0,10$	6
UV Cet	15,27	$-0,28 \pm 0,09$	15
40 Eri C	13,73	$-0,55 \pm 0,14$	6
YZ CMi	12,29	$-0,68 \pm 0,09$	5
AD Leo	10,98	$-0,87 \pm 0,17$	4

е) Приведенные в табл. 1.3 данные о частотах вспышек относятся ко вспышкам со всевозможными амплитудами, большими $0^m,1$. Что касается частоты вспышек $\Phi(\Delta U)$ с заданной амплитудой ΔU , то для определения ее числового значения имеем

$$\Phi(\Delta U) = f_U F(\Delta U), \quad (1.11)$$

где $F(\Delta U)$ — функция распределения амплитуд вспышек в U -лучах (см. § 13). Аналогичное (1.11) соотношение можно написать также для определения частоты вспышек с заданной амплитудой в B - и V -лучах.

Функция $F(\Delta U)$ убывает с увеличением ΔU . Поэтому функция $\Phi(\Delta U)$ также уменьшится в сторону больших амплитуд. Пользуясь данными таблиц 1.3 и 1.8 (см. ниже), находим из (1.11), например, что средний интервал времени между двумя последовательными вспышками в U -лучах с амплитудой больше 1^m составляет около 40 минут для UV Cet и около 24 часов для AD Leo.

12. Амплитуды вспышек

Существуют определенные эмпирические закономерности в величинах амплитуд вспышек звезд типа UV Cet [30]. Остановимся на некоторых из них.

а) *Зависимость амплитуды от спектрального диапазона.* В течение долгих лет трехцветные синхронные наблюдения вспышек звезд в U -, B - и V -лучах относились к числу уникальных. Во всяком случае до конца шестидесятых годов было известно всего несколько случаев синхронной регистрации вспышек в UBV -лучах. Первый из них относился к вспыхивающей звезде в Плеядах HII 1306, световые кривые одной вспышки в UBV -лучах которой были получены Джонсоном и Митчелом [40] в 1957 г. Далее появляются первые трехцветные записи вспышек AD Leo [41], EV Lac [42,43], DN Dra [44], одной мощной вспышки S 5114 [45].

Положение резко изменилось после 1970 г., когда в некоторых обсерваториях (Катания (Италия), Киото (Япония), Макдональд (США)) стали налаживать систематические синхронные наблюдения вспыхивающих звезд в UBV -лучах. За сравнительно короткое время был накоплен обширный материал, касающийся амплитуд ΔU , ΔB и ΔV в максимумах вспышек для ряда вспыхивающих звезд, главным образом, усилиями Кристалди и Родоно [46, 47], Осава и др. [48], Моффетта [32]. Проведенный ниже анализ амплитуд вспышек опирается в основном на этот наблюдательный материал — около 1000 вспышек — достаточно однородный по крайней мере в пределах каждой из этих серий в отдельности.

В табл. 1.5 приведены примеры амплитуд вспышек (по одной сильной и слабой для каждой звезды), обнаруженных в результате синхронных наблюдений в UBV -лучах для ряда вспыхивающих звезд. Величины ΔU , ΔB и ΔV взяты для AD Leo из [48], для остальных звезд — из [32]. Из этих данных следует весьма четко выраженная закономерность между величинами амплитуд, а именно:

$$\Delta U > \Delta B > \Delta V. \quad (1.12)$$

Важно отметить, что это неравенство действует всегда, для всех вспыш-

Т а б л и ц а 1.5. Примеры амплитуд вспышек при синхронных наблюдениях в UBV -лучах для ряда вспышкующих звезд

Звезда	ΔU	ΔB	ΔV	Звезда	ΔU	ΔB	ΔV
UV Cet	$3^m,47$ 0,72	$1^m,48$ 0,12	$0^m,50$ 0,04	CN Leo	$4^m,06$ 0,42	$1^m,85$ 0,11	$0^m,70$ 0,07
AD Leo	5,01 0,60	2,93 0,18	1,65 0,03	Wolf 424	2,52 0,47	0,82 0,07	0,24 0,05
EV Lac	1,54 0,32	0,43 0,08	0,16 0,03	EQ Peg	2,40 0,45	0,79 0,10	0,28 0,06
YZ CMi	3,49 0,29	1,74 0,05	0,78 0,02	YY Gem	1,97 0,69	0,60 0,15	0,06 0,06

вающих звезд и в одинаковой мере как для сильных, так и для слабых вспышек.

Правило (1.12) действует, оказывается, не только в отношении отдельно взятых вспышек, но и статистически — в отношении любой совокупности независимых друг от друга актов вспышек, регистрации которых проводятся, скажем, в одном случае в U -лучах, в другом — в B -лучах, в третьем — в V -лучах [30]. Такие данные представлены в табл. 1.6, где $\Delta U, \Delta B, \Delta V$ суть статистически средние значения амплитуд в соответствующих лучах. Как видим, найденные из этих рядов наблюдений средние для данной звезды значения $\Delta U, \Delta B, \Delta V$ также подчиняются неравенству (1.12), независимо от абсолютной светимости звезды.

Неравенство (1.12) можно сформулировать иначе: дисперсия в величинах амплитуд вспышек увеличивается в сторону $V \rightarrow B \rightarrow U$.

б) *Зависимость амплитуды вспышек от абсолютной светимости звезды.* Средняя амплитуда вспышек уменьшается с увеличением абсолютной

Т а б л и ц а 1.6. Средняя амплитуда вспышек в U -, B - и V -лучах в зависимости от абсолютной светимости звезды M_V

Звезда	M_V	$\overline{\Delta U}$	$\overline{\Delta B}$	$\overline{\Delta V}$
CN Leo	$16^m,68$	$1^m,32$	$0^m,29$	$0^m,11$
UV Cet	15,27	1,32	0,42	0,24
Wolf 424	14,31	0,42	0,07	0,02
40 Eri C	13,73	0,42	—	—
Ross 614	13,08	0,37	—	—
YZ CMi	12,29	0,97	0,28	0,12
EV Lac	11,50	1,00	0,27	0,10
EQ Peg	11,38	0,81	0,21	0,07
AT Mic	11,09	0,62	—	—
AD Leo	10,98	0,37	—	—
Wolf 630	10,79	0,27	—	—
AU Mic	8,87	0,06	—	—
YY Gem	8,36	1,23 0,71	0,35 —	0,15 —

светимости звезды в нормальном состоянии. Это утверждение иллюстрируется рис. 1.4, построенным по данным табл. 1.6 (третий столбец), а также по [30]. Весьма приблизительно зависимость ΔU от M_V можно представить следующей эмпирической формулой:

$$\overline{\Delta U} = -2,05 + 0,225 M_V. \quad (1.13)$$

Большие значения средних амплитуд вспышек у звезд с низкой абсолютной светимостью означают большие относительные потоки освобождаемой во время вспышки энергии. Однако, исходя из этого и, в равной мере, из установленной выше закономерности резкого повышения частоты вспышек у звезд низкой светимости, еще ничего нельзя сказать о том, как меняется выделяемое во время вспышек абсолютное количество энергии в зависимости от абсолютной светимости звезды (см. гл. 12).

в) *Зависимость амплитуды вспышек от спектрального класса звезды.* Вспыхивающие звезды, как уже было отмечено, принадлежат к спектральным классам K — M, класс G встречается крайне редко (по-видимому, только в звездных ассоциациях и молодых скоплениях). Средняя величина амплитуды вспышек неодинакова у звезд разных спектральных классов; она наименьшая у ранних подклассов K и наибольшая у подклассов M5. На примере вспыхивающих звезд в Плеядах, где известны спектральные классы большинства их членов, указанная зависимость может быть представлена достаточно уверенно в количественном виде (табл. 1.7).

Другая форма указанной зависимости показана на рис. 1.5, где нанесены зафиксированные максимальные амплитуды вспышек ΔU_{\max} у вспыхивающих звезд разных спектральных классов в Плеядах [49].

Из последней строки табл. 1.7 следует существование еще одной зависимости: рост числа вспыхивающих звезд n при переходе от ранних

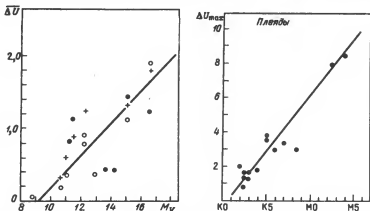


Рис. 1.4. Зависимость средней амплитуды $\overline{\Delta U}$ вспышек в U -лучах от абсолютной светимости звезды M_V по данным наблюдений Куикеля (светлые кружки) [28], Моффетта (черные кружки) [32] и других источников (крестики) [16]

Рис. 1.5. Зависимость максимальной амплитуды вспышки ΔU_{\max} от спектрального класса для вспыхивающих звезд в Плеядах

Т а б л и ц а 1.7. Зависимость максимальной амплитуды вспышек в U -лучах от спектрального класса звезды (агрегат Плеяды)

Спектральный класс	Амплитуда вспышки ΔU_{\max}	Число звезд n
K3 – K4	1 ^m ,6	4
K5 – K7	3,3	27
M	6,5	53

подклассов К к М. Очевидно, при этом имеется в виду, что определение спектрального класса звезд в интервале К–М не связано с какой-нибудь наблюдательной или методологической селекцией.

13. Функция распределения амплитуд вспышек

Обозначим через $n(\Delta m)$ число зарегистрированных вспышек у данной звезды, амплитуды которой находятся в пределах от Δm до $\Delta m + 1$. Функцией распределения амплитуд вспышек будем называть величину $F(\Delta m)$, даваемую соотношением

$$F(\Delta m) = \frac{n(m)}{\Sigma n(m)}, \quad (1.14)$$

где $\Sigma n(m)$ — полное число зарегистрированных вспышек в данном спектральном диапазоне наблюдений.

Значение функции $F(\Delta m)$ численно определяется путем прямых наблюдений и для каждой звезды в отдельности. В табл. 1.8 приведены найденные таким путем значения функции $F(\Delta m)$ для ряда вспыхивающих звезд в U -, B - и V -лучах; при этом использованы главным образом уже упомянутые выше наблюдения Куикеля [28] и Моффетта [32], а также приведенные в [30] результаты анализа. Следует заметить, что приведенные в этой таблице числовые величины функции $F(\Delta m)$ не отличаются большой надежностью; по многим причинам они получаются разными у разных

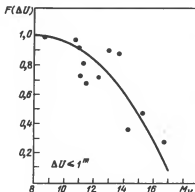


Рис. 1.6. Зависимость функции распределения амплитуд вспышек $F(\Delta U)$ от абсолютной светимости звезды M_V в случае вспышек с $\Delta U < 1$ (см. табл. 1.8)

Т а б л и ц а 1.8. Функция распределения амплитуд вспышек $F(\Delta m)$ для вспыхивающих звезд типа UV Cet, вспыхивающих звезд в агрегатах Ориона, Плеяд и звезды HH2411

Звезда	M_V	Спектр. диапазон	N			
				0-1	1-2	
UV Cet	16,68	U	138	0,28	0,42	
		B	63	0,95	0,05	
		V	63	1,00	—	
UV Cet	15,27	U	613	0,48	0,34	
		B	142	0,76	0,17	
		V	95	0,80	0,19	
Wolf 424	14,31	U	11	0,36	0,55	
40 Eri C	13,73	U	38	0,89	0,11	
Ross 614	13,08	U	35	0,91	0,09	
YZ CMi	12,29	U	87	0,71	0,20	
EV Lac	11,50	B	122	0,85	0,12	
		U	50	0,68	0,24	
			64	0,81	0,14	
EQ Peg	11,33	U	27	0,81	0,18	
AD Leo	10,98	U	69	0,73	0,16	
		B	56	0,91	0,05	
AT Mic	10,09	U	24	0,92	0,08	
Wolf 630	10,79	U	119	0,98	0,02	
AU Mic	8,87	U	31	1,00	—	
Орион	—	U	102	0,22	0,29	
Плеяды	—	U	152	0,36	0,35	
HH 2411	14,18	U	66	0,76	0,16	

наблюдателей, а также в разные периоды активности звезды (замечание о не очень высокой надежности полученных при статистической обработке наблюдательных данных результатов относится также ко всему тому, что было проделано в предыдущих параграфах).

Несмотря на это, приведенные в табл. 1.8 данные позволяют сделать следующие выводы [30]:

а) Числовые значения функции $F(\Delta m)$ падают с увеличением Δm , причем более медленно в U -лучах и быстрее в B -лучах. Иначе говоря, градиент функции $F(\Delta B)$ больше градиента функции $F(\Delta U)$.

б) Доля вспышек, соответствующая большим значениям амплитуд, уменьшается с увеличением абсолютной светимости звезды. Это свойство функции $F(\Delta U)$ иллюстрирует рис. 1.6, где изображена зависимость $F(\Delta U)$ от M_V при значениях амплитуд вспышек в U -лучах, меньших 1^m . Подавляющее большинство вспышек, до 80–90% и больше, у таких абсолютно ярких звезд как AD Leo, Wolf 630 или AU Mic соответствует амплитудам меньше 1^m , в то время как в случае слабых по абсолютной светимости звезд, CN Leo (=Wolf 359) или UV Cet, вспышки с $\Delta U > 1^m$ составляют меньше половины их общего количества.

Δm				Литература
2-3	3-4	4-5	5-6	
0,23	0,06	0,01	—	30, 28, 32
—	—	—	—	32
—	—	—	—	—
0,10	0,056	0,016	0,008	30, 28, 32
0,04	0,03	—	—	30, 32
0,01	—	—	—	30, 32
0,09	—	—	—	32
—	—	—	—	28
—	—	—	—	28
0,07	0,01	0,01	—	30, 28, 32
0,02	0,01	—	—	30, 32
0,08	—	—	—	30, 28
0,05	—	—	—	30, 32
0,01	—	—	—	32
0,10	—	0,01	—	32, 30, 48
0,04	—	—	—	32, 30
—	—	—	—	28
—	—	—	—	28
—	—	—	—	28
0,32	0,14	0,02	0,01	
0,17	0,075	0,030	0,015	
0,06	0,02	—	—	

14. Амплитуды вспышек как случайное явление

В табл. 1.8 были приведены наблюдаемые значения функции распределения амплитуд вспышек $F(\Delta U)$ как для вспыхивающих звезд типа UV Cet, так и для систем вспыхивающих звезд в агрегатах Ориона и Плеяд (за исключением звезды III 2411, члена агрегата Гиады). В первом случае функция $F(\Delta U)$ относится к данной конкретной вспыхивающей звезде, а во втором — ко всем вспыхивающим звездам данного агрегата, при этом агрегат рассматривается как единое целое, т.е. по сути дела подменяется одной условной вспыхивающей звездой.

Очевидно, с математической точки зрения по характеру поведения функции $F(\Delta U)$ можно узнать немало интересного о феноменологической природе самой вспышки. В частности, решающее значение для теории будет иметь установление вида этой функции для вспыхивающих звезд, принадлежащих разным возрастным группам. Поэтому математическая ее аппроксимация не представляется излишней.

Функция $F(\Delta U)$, оказывается, достаточно хорошо представляется гауссовой формулой для распределения непрерывных случайных величин,

Т а б л и ц а 1.9. Гауссовы параметры σ_U , ΔU_0 и C функции $F(\Delta U)$ для группы вспыхивающих звезд типа UV Cet и агрегатов Орион и Плеяды (n — число вспышек в U -лучах)

	n	σ_U	ΔU_0	C
<i>Агрегаты</i>				
Плеяды	146	1,82	2,0	0,24
Орион	111	1,41	2,0	0,30
<i>Вспыхивающие звезды</i>				
UV Cet	613	1,19	0,5	0,47
CN Leo	138	0,91	1,5	0,45
YZ CMi	87	0,91	0,5	0,70
EV Lac	50	0,77	0,5	0,70
AD Leo	69	0,75	0,5	0,73
Wolf 424	11	0,72	4,25	0,60
EQ Peg	27	0,60	0,5	0,80

т.е. формулой типа

$$F(\Delta U) = C \exp \left[- \frac{(\Delta U - \Delta U_0)^2}{2\sigma_U^2} \right], \quad (1.15)$$

где параметры распределения — дисперсия σ_U , местонахождение максимума гауссовой кривой ΔU_0 и значение $F(\Delta U_0) = C$ при $\Delta U = \Delta U_0$ находятся по данным наблюдений, т.е. по наблюдаемой зависимости $F(\Delta U)$ от ΔU . Для семи звезд типа UV Cet, а также для системы вспыхивающих звезд в агрегатах Ориона и Плеяд числовые значения этих параметров, найденные методом проб, приведены в табл. 1.9, а на рисунках 1.7 и 1.8 показано графическое сопоставление наблюдаемых значений $F(\Delta U)$ (кружки) с соответствующими аппроксимирующими гауссовыми кривыми.

Какие можно сделать выводы из приведенных результатов? Прежде всего они свидетельствуют о том, что распределение амплитуд вспышек действительно может быть представлено гауссовой кривой. Следовательно, величина амплитуды (другими словами, сама мощность) освобождаемой при данном акте вспышки энергии есть явление случайное. Это свойство проявляется особо четко в случае вспыхивающих звезд типа UV Cet и менее четко у агрегатов; у последних рассеяние наблюдаемых точек вокруг гауссовой кривой несколько больше.

Регистрация вспышек в агрегатах ведется фотографическим способом; в этом случае и временное разрешение мало, и, главное, выпадают из учета слабые вспышки; практически при нахождении функции $F(\Delta U)$ учитываются только вспышки с амплитудой, равной и больше 1^m (в U -лучах). Регистрация же вспышек звезд типа UV Cet осуществляется фотоэлектрическим способом; в этом случае и временное разрешение лучше и чувствительность намного выше, благодаря чему фиксируются и слабые вспышки, порою с амплитудой меньше 0^m , 1. Поэтому сопоставить между собой

числовые значения гауссовых параметров этих двух групп вспыхивающих звезд — в агрегатах н типа UV Cet — мы не можем. Подобное сопоставление возможно внутри данной группы. В этом отношении оба агрегата — Орион и Плеяды — оказались идентичными; их гауссовы параметры отличаются друг от друга не намного. По отмеченной выше причине найденное значение $\Delta U_0 = 2^m$ для обонх агрегатов следует считать завышенным; с учетом вклада слабых вспышек истинное значение ΔU_0 может оказаться существенно меньше этой величины.

Иначе обстоит дело в группе звезд типа UV Cet. Приведенные на рис. 1.7 кривые построены с интервалом $\Delta U = 1^m$ — на порядок больше, чем минимально регистрируемые значения амплитуд ($\sim 0^m,1$). Поэтому найденные для этой группы звезд гауссовы параметры должны отражать истинную картину. А картина эта такова: при всей случайности явления вспышек вспышки с амплитудой $\sim 0^m,5$, а в двух случаях с амплитудой $1 - 1^m,5$ (CN Leo и Wolf 424) происходят чаще. Особо впечатляет в этом отношении

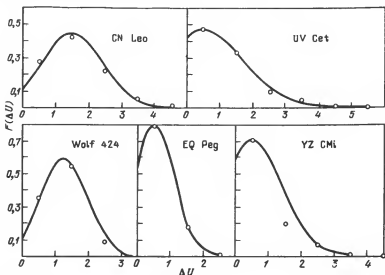


Рис. 1.7. Функции распределения амплитуд вспышек $F(\Delta U)$ для пяти вспыхивающих звезд типа UV Cet: кружки — наблюдения, сплошные кривые — гауссово распределение с параметрами ΔU_0 , σ_U и C , числовые значения которых приведены в табл. 1.9

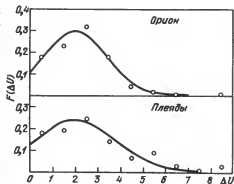


Рис. 1.8. Функции распределения амплитуд вспышек $F(\Delta U)$ для систем вспыхивающих звезд в Орионе и Плеядах: кружки — наблюдения, сплошные кривые — гауссово распределение (см. табл. 1.9)

CN Leo, ведь при построении кривой $F(\Delta U)$ было использовано свыше ста вспышек! Свыше 600 вспышек было использовано в случае звезды UV Cet, идентичной CN Leo по абсолютной светимости. И, несмотря на это, местонахождения максимумов их гауссовых кривых оказались существенно разные — на $\Delta U_0 = 0^m,5$ (UV Cet) и $\Delta U_0 = 1^m,5$ (CN Leo). Это расхождение нам представляется реальным, и оно, по-видимому, отражает отличие каких-то состояний или особенностей подфотосферных слоев (конвективных зон?) у этих во многих отношениях столь похожих друг на друга звезд.

С некоторой оговоркой можно все-таки провести сопоставление в отношении одного параметра — дисперсии σ_U — между обеими группами; она, эта дисперсия, оказалась заметно больше у агрегатов и меньше у звезд типа UV Cet. Нетрудно догадаться о причине подобного результата: максимальные амплитуды вспышек у этих двух групп разные — до $6-6^m,5$ у звезд типа UV Cet и до $8^m,5$ и даже выше у вспыхивающих звезд в агрегатах.

Кривые на рисунках 1.7 и 1.8 пересекаются с осью ординат слева. Формально такое пересечение дает величину функции $F(0)$ при $\Delta U = 0$, т.е. долю вспышек с нулевой амплитудой, а по сути дела — со сколь угодно малой амплитудой. Судя по рис. 1.8, доля таких вспышек неодинакова в случае обоих агрегатов; она в три раза меньше в агрегате Орион и в два раза меньше в агрегате Плеяд по отношению к максимуму при $\Delta U_0 = 2^m$, что означает большую вспышечную активность у звезд в Орионе по сравнению с активностью звезд в Плеядах.

Что касается звезд типа UV Cet, то здесь наблюдаются крайности. Например, вероятность вспышек с $\Delta U \approx 1^m$ в случае UV Cet такая же, как и вспышек с $\Delta U \rightarrow 0$. В отличие от нее вспышки звезд CN Leo и Wolf 424 с крайне малой амплитудой, т.е. с $\Delta U \rightarrow 0$, происходят в 4 — 6 раз реже, чем вспышки с $\Delta U \sim 1^m,5$. У остальных четырех звезд — EQ Peg, YZ CMi, EV Lac и AD Leo — картина аналогична случаю UV Cet: вероятность вспышек с $\Delta U \rightarrow 0$ и $\Delta U \rightarrow 1^m$ почти одинакова.

Обращает на себя внимание еще одно обстоятельство: рассеяние наблюдаемых точек вокруг гауссовой кривой гораздо меньше в случае индивидуальных звезд, в данном случае звезд типа UV Cet (рис. 1.7), и заметно больше в случае агрегатов (рис. 1.8). По-видимому, так и должно быть: ведь в случае агрегатов речь идет о некоей условной вспыхивающей звезде, посредством которой и усредняются отдельные гауссовы кривые всех вспыхивающих звезд, входящих в состав данного агрегата. Разумеется, при попытке суммировать все гауссовы кривые индивидуальных звезд с разными дисперсиями (σ_U), разными местонахождениями максимумов (ΔU_0) и разными долями вспыхивающих звезд данной однородной подгруппы (C), мы получим отнюдь не простую гауссову кривую с некоторыми приведенными параметрами. Формально, конечно, истинную функцию распределения $F(\Delta U)$ в случае агрегатов следовало бы представить в виде суммы n гауссовых кривых, т.е. в форме

$$F(\Delta U) = \frac{\sum_i^n C_i \exp \left[-\frac{(\Delta U - \Delta U_{i0})^2}{2\sigma_i^2} \right]}{\sum_i^n C_i} \quad (1.16)$$

с разными параметрами ΔU_{i0} , σ_i и C_i , при которых результирующая кривая пройдет через все наблюдаемые точки; при этом n в (1.16) есть число однородных подгрупп вспыхивающих звезд с заданными гауссовыми параметрами в данном агрегате. Возможно, в дальнейшем имело бы смысл провести подобный анализ на базе более солидного материала.

Но в данном случае важно не это, а сам факт невозможности представления функции $F(\Delta U)$ одной гауссовой кривой, а следовательно, факт существования в агрегатах разных подгрупп звезд с разными вспышечными активностями. Этот вывод перекликается с ранее сделанным В.А. Амбарцумяном и др. [52] выводом о невозможности представления функции распределения частот кратных вспышек одной пуассоновской кривой. Таким образом, мы получили еще одно подтверждение в пользу неоднородности звездного населения и сложной структуры агрегатов, многообразия характеров и темпов явлений, протекающих как в процессе рождения и формирования звезд, так и в период их развития на самом раннем этапе.

Возвращаясь к рис. 1.8, следует заметить, что согласие гауссовой кривой с наблюдениями в области больших амплитуд ($\Delta U > 6^m$) кажущееся; в действительности в области сверхмощных вспышек распределение ΔU не подчиняется гауссову закону, что приводит к чрезвычайно интересным последствиям, на которых мы остановимся в гл. 17.

ГИПОТЕЗА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Непепловая природа непрерывной эмиссии

Новый этап в понимании природы вспышек и выделения непрерывной эмиссии у карликовых нестационарных звезд и аномальных туманностей начинается с 1954 г., когда В.А. Амбарцумян на основе подробного анализа за существовавшего в то время наблюдательного материала пришел к выводу, что во всех подобных случаях освобождаемая звездой дополнительная энергия не может иметь тепловую природу [1]. При этом особо подчеркиваются два обстоятельства: исключительно быстрый темп нарастания блеска звезды и очень большое количество энергии, освобождаемой звездой в очень короткий промежуток времени.

В случае, если повышение блеска звезды связано с тепловым излучением, оно должно являться следствием либо увеличения размеров фотосферных слоев звезды, либо повышения их температуры. В первом случае, чтобы объяснить повышение блеска в несколько раз за промежуток времени порядка нескольких секунд, необходимо, чтобы звезда за указанный промежуток времени увеличила свои размеры по крайней мере вдвое. Для этого нужно, чтобы фотосферные слои расширялись со скоростью порядка нескольких десятков тысяч километров в секунду, что совершенно исключается; уже не говоря о невозможности расширения газовой среды с такой скоростью, наблюдаемые во время вспышек эмиссионные линии не показывают сколько-нибудь значительного доплеровского смещения.

Указанные факты никакими известными процессами теплового характера объяснить нельзя. Остается один выход: связать освобождение таких невероятных количеств энергии с ядерными процессами, протекающими, однако, во внешних слоях атмосферы звезды и к тому же в крупных масштабах. Далее, В.А. Амбарцумян исключает возможность протекания известных нам типов ядерных процессов и считает, что они "по своему характеру резко отличаются от уже известных нам процессов освобождения ядерной энергии и, особенно, от термоядерных реакций. Тот факт, что освобождение происходит взрывоподобно, говорит о переносе из внутренних слоев во внешние слои масс вещества, которые находятся в ядерно-неустойчивом состоянии. С другой стороны, поскольку это явление наблюдается у молодых звезд, естественно допустить, что выносимая масса состоит из дозвездного вещества высокой плотности, т.е. представляет собой материю в совершенно особом, нам до сих пор не известном состоянии" [2].

Конкретного механизма или конкретных агентов, ответственных за вспышку и выделение непрерывной эмиссии В.А. Амбарцумян, как в [1, 2], так и в дальнейшем не предлагает. Пожалуй, на том этапе в этом и

не было надобности, так как для начала было куда важнее подметить наиболее существенное в рассматриваемом явлении и тем самым поднять все это до уровня широких обобщений.

2. Основные свойства звездных вспышек

Явлению звездной вспышки присущи свойства и закономерности, более или менее общие для всех вспыхивающих звезд, независимо от того, находятся они в окрестностях Солнца или в звездных агрегатах. Некоторые из этих свойств были подмечены еще на раннем этапе изучения звездных вспышек [3, 4, 2]. Перечислим наиболее важные свойства и закономерности, которые можно вывести на основе имеющихся данных о звездной вспышке и явлении непрерывной эмиссии [5].

1. Непредвиденное, внезапное и сильное увеличение блеска в фотографических и в особенности в ультрафиолетовых лучах следует считать основным признаком звездной вспышки. Повышение блеска, т.е. амплитуда вспышки в подавляющем числе случаев меньше одной звездной величины и очень часто составляет $1-2^m$. Однако иногда она достигает $6-7^m$ в U -лучах. Очень редко регистрируются вспышки — в звездных агрегатах — с амплитудой больше 8^m в U -лучах, что соответствует повышению блеска более чем в две тысячи раз.

2. В момент вспышки выделяется дополнительная энергия в виде непрерывной эмиссии, наложенной на нормальный спектр звезды. Усиление спектра происходит главным образом в ультрафиолетовых (U) лучах и менее сильно в фотографических (B); в визуальных (V) лучах оно совсем небольшое. При не очень мощных вспышках наблюдается усиление блеска в U - и B -лучах без заметного повышения в V -лучах. Следовательно, во время вспышки действует правило $\Delta U > \Delta B > \Delta V$. Не было обнаружено ни одного случая нарушения этого правила. Вместе с тем оно означает, что во время вспышки изменяется спектр звезды: она становится голубее. Такое изменение спектра носит кратковременный характер; после вспышки первоначальный спектр звезды восстанавливается полностью. Температура же звезды во время вспышки практически не меняется.

3. Увеличение блеска при вспышке происходит очень быстро: за промежутки времени порядка минуты, а иногда даже порядка десяти секунд блеск звезды может увеличиться в несколько десятков раз. В этих случаях мы имеем дело со вспыхивающими звездами типа UV Cet. Спад блеска после максимума происходит медленнее, но в общем-то довольно быстро — через несколько минут звезда может восстановить свой первоначальный блеск.

4. Существует класс объектов — звезды типа Т Тельца, у которых выделение непрерывной эмиссии происходит практически с постоянным темпом и продолжается долго. Явление нестационарности у этих типов звезд носит устойчивый характер, по сути дела здесь речь идет о перманентной или высокочастотной вспышке [6, 7]. Наряду с этим звезды типа Т Тельца могут испытывать дискретные вспышки как обычные вспыхивающие звезды.

5. Относительное усиление спектра в фотографических или ультрафиолетовых лучах во время вспышки можно характеризовать, в частности,

величиною $\Delta B/\Delta V$ или $\Delta U/\Delta B$. Эти отношения при чисто тепловых процессах немногим больше единицы; при колебаниях температуры фотосферы звезды в пределах, например, от 2500 до 6000 К эти отношения равны 1,25. Между тем практически для всех вспышек эти отношения превышают 2 и доходят до 4 и больше — факт, явно указывающий на нетепловую природу звездной вспышки.

6. Вспышки наблюдаются только у звезд-карликов поздних спектральных классов с эмиссионными линиями, в основном M0-M6, иногда K5-M0 и очень редко G5-K0. Типичным обозначением спектрального класса вспыхивающей звезды является dM5e. Установлен также рост частоты вспышек с переходом к звездам поздних классов.

7. Во время вспышки происходит не только усиление уже существующих эмиссионных линий, но и появление новых, с более высоким потенциалом ионизации.

Постоянно присутствующими эмиссионными линиями в спектрах вспыхивающих звезд являются линии водорода H_α , H_β и т.д., а также линии H и K CaII. Интенсивности этих линий меняются по-разному, но, как правило, совсем они не исчезают.

Среди временно появляющихся в момент вспышки эмиссионных линий следует отметить линии нейтрального гелия 4471 HeI и 4026 HeI, не очень часто — линии ионизованного гелия 4686 HeII, а также флуоресцентные линии HeI и HeII. Запрещенные линии, в том числе линии OIII, OII и др., при вспышках звезд никогда не наблюдаются. Иногда бывает видна линия 4069 SII и очень редко — линии FeII.

8. Обычные фотосферные линии поглощения во время вспышек заливаются непрерывной эмиссией, в результате чего они сильно ослабевают, размываются, а в некоторых случаях исчезают полностью.

Во время вспышки новые линии поглощения никогда не возникают.

9. Весьма характерно отсутствие сколь-нибудь заметных изменений — возрастания или убывания блеска звезды в инфракрасных лучах даже при мощных вспышках.

10. Вспышка звезды в оптических лучах, как правило, сопровождается вспышкой и в радиочастотах.

11. Следует считать установленной (средствами внеатмосферных наблюдений) возможность выделения мощного реиттеновского излучения во время вспышек вспыхивающих звезд.

12. Для всей совокупности вспыхивающих звезд как типа UV Cet, так и входящих в звездные ассоциации и агрегаты, характерны определенные закономерности между разными параметрами вспышек и порождающих их звезд — амплитуд и частот вспышек, их функций распределений, спектров и светимостей звезд и пр.; в количественном виде эти закономерности были проанализированы и представлены в гл. I.

Перечисленные свойства и закономерности являются наиболее общими и характерными для всех вспыхивающих звезд. В последующих главах эти и другие закономерности будут рассмотрены более подробно. Задача заключается в нахождении механизма возбуждения звездной вспышки, при котором эти закономерности и свойства нашли бы свое естественное объяснение.

3. Гипотеза трансформации инфракрасных фотонов

Тот факт, что явление вспышки и появление вследствие этого непрерывной эмиссии присуще главным образом звездам поздних спектральных классов, наводит на мысль: не связано ли это обстоятельство с особенностью спектрального распределения излучения у низкотемпературных звезд? А эта особенность заключается в том, что максимум излучения этих звезд находится в области инфракрасных волн ($\sim 10\,000\text{ \AA}$) и что основная доля их нормального излучения приходится на инфракрасную область. В силу этого количество фотонов в фотографическом диапазоне длин волн составят у этих звезд очень небольшую часть от полного количества инфракрасных фотонов.

Для наглядности на рис. 2.1 приведены расчетные кривые распределения числа фотонов N_λ по λ (в произвольных единицах) у различных классов звезд — от G5 до M5 в предположении, что звезды излучают по закону Планка с эффективной температурой $T_{\text{эф}}$. Там же штриховкой указано относительное количество фотонов N_B , приходящихся на фотографический диапазон (3500–5000 \AA). Затем было найдено отношение N_B/N для каждого спектрального класса отдельно, где N — полное число фотонов, находящихся в области от $\lambda = 5000\text{ \AA}$ до $\lambda \rightarrow \infty$. В нашем случае N , по существу, есть полное количество инфракрасных фотонов.

Относительное количество фотонов в В-лучах быстро уменьшается с уменьшением эффективной температуры звезды (табл. 2.1). При $T_{\text{эф}} = 5500\text{ K}$, например, N_B составляет около 10% полного количества инфракрасных фотонов, при $T_{\text{эф}} = 3600\text{ K}$ — 1%, а при $T_{\text{эф}} = 2800\text{ K}$ — меньше 0,2%.

Еще быстрее падает относительное количество ультрафиолетовых фотонов N_U (3050–3900 \AA) с уменьшением $T_{\text{эф}}$: отношение N_U/N составляет около 3% у звезд G5, около 0,2% у звезд M0 и 0,02% — у звезд M5.

Таким образом, в инфракрасной области спектра звезд поздних классов имеется огромное количество фотонов, по сравнению с которым количество фотонов в В- или U-областях ничтожно мало. Этот факт, довольно

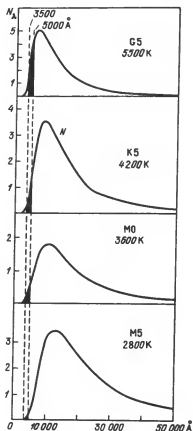


Рис. 2.1. Распределение числа фотонов N_λ в видимой (3500–5000 \AA) и инфракрасной (до 50000 \AA) областях спектров звезд классов G5 — M5. Шкала для N_λ — в произвольных единицах

Т а б л и ц а 2.1. Относительное количество фотонов в фотографической (N_B/N) и ультрафиолетовой (N_U/N) областях спектра у различных классов звезд

Спектральный класс	$T_{\text{эф}}, \text{К}$	N_B/N	N_U/N	Спектральный класс	$T_{\text{эф}}, \text{К}$	N_B/N	N_U/N
G5	5500	0,083	0,028	M5	2800	0,0018	0,0002
K5	4200	0,028	0,0062	M6	2500	0,00055	0,00003
M0	3600	0,010	0,0018				

очевидный и хорошо известный, особо подчеркивается здесь в связи с тем, что при определенных условиях такой запас инфракрасных фотонов может быть использован для возбуждения оптической вспышки. Для этого достаточно иметь способ или механизм, сообщаящий инфракрасным фотонам дополнительную энергию, в результате чего они станут фотонами более высоких частот и окажутся в B - или U -полосах. Иными словами, достаточно осуществить переход или трансформацию всего нескольких процентов инфракрасных фотонов, чтобы вызвать усиление излучения в коротковолновой области спектра в десятки и сотни раз.

В качестве такого механизма можно указать *обратный комптон-эффект* — неупругие столкновения электронов с энергией E , несколько превышающей собственную энергию ($E > mc^2$), с длинноволновыми фотонами. Такие электроны не являются тепловыми, но их нельзя считать и крайне релятивистскими; в дальнейшем их условно будем называть быстрыми электронами. Мы предполагаем, что в результате каких-то процессов, скорее всего типа распада, такие электроны могут появляться над фотосферой звезды спонтанно и практически внезапно, в чем и состоит сущность вспышки (см. гл. 19). При этом для объяснения наблюдаемого повышения блеска в коротковолновой области спектра не требуется в принципе рождения новых световых фотонов. Весь избыток энергии в коротковолновой области спектра приобретается в результате перехода части инфракрасных фотонов фотосферы в область коротких волн, а дополнительная энергия фотона берется за счет энергии быстрого электрона в виде комптоновских потерь. Правда, как увидим далее (гл. 8), эти быстрые электроны сами могут испускать фотоны (в том числе в области далекого ультрафиолета и рентгеновских лучей) в результате взаимного торможения, но от этого суть дела не меняется.

Таким образом, если вокруг звезды, над ее фотосферой, мысленно разместить оболочку или слой, состоящий из быстрых электронов, то падающее со стороны фотосферы излучение, например, с планковским распределением, выйдет из внешней границы указанного слоя с совершенно другим спектральным распределением. В частности, максимум выходящего из такой среды излучения будет сильно смещен в сторону коротких волн. Точный вид этого распределения может быть найден путем решения задачи переноса лучистой энергии через среду быстрых электронов (гл. 4).

Предложенный механизм возбуждения вспышек у звезд в дальнейшем будем называть "гипотезой быстрых электронов".

ОБРАТНЫЙ КОМПТОН-ЭФФЕКТ

1. Столкновение фотона с тепловым электроном

В общем случае соударение фотона с тепловым электроном кончается: а) изменением направления распространения фотона; б) уменьшением его частоты.

Эффективность рассеяния фотона в направлении φ после встречи с тепловым электроном (рис. 3.1) одинакова для всех длин волн и дается выражением

$$d\sigma_T(\varphi) = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \varphi) d\Omega, \quad (3.1)$$

где m — масса электрона, $d\Omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$. Из (3.1) для объемного коэффициента рассеяния, рассчитанного на один электрон, можно получить следующее соотношение:

$$\sigma_T = \int d\sigma_T(\varphi) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (3.2)$$

Соотношение (3.2) называется формулой Томсона и характеризует рассеяние фотона на электронах. Иногда процесс называют томсоновским

Рис. 3.1. Столкновение фотона с тепловым электроном



рассеянием, а σ_T — эффективным сечением рассеяния, постоянным для всех длин волн — от радиодиапазона до γ -излучения. В оптическом и радиодиапазонах томсоновское рассеяние осуществляется только на свободных электронах. В случае γ -излучения оно может иметь место как на свободных, так и на связанных с атомами и ионами электронах.

После каждого акта рассеяния фотона на тепловом электроном длина его увеличивается на величину

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \varphi). \quad (3.3)$$

Величина h/mc называется комптоновской длиной волны и обозначается

через Δ ; она равна

$$\Delta = h/mc = 0,0242 \text{ \AA} . \quad (3.4)$$

Комптоновская длина не зависит от длины волны падающего на электрон излучения. Но относительная комптоновская длина увеличивается с уменьшением длины волны. Так, например, для γ -излучения ($\lambda < 0,01 \text{ \AA}$) она сравнима с самой длиной волны, для рентгеновского излучения ($\lambda \sim 1 \text{ \AA}$) составляет около 1%, а для оптического диапазона ($\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$) она вовсе исчезает. Поэтому обычно, когда речь идет о рассеянии оптических фотонов на тепловых электронах, принимается, что частота фотона до и после рассеяния остается неизменной. Вот почему рассеяние фотонов на свободных электронах называют иногда *нейтральным*.

2. Столкновение фотона с релятивистским электроном.

Обратный комптон-эффект

Совершенно иначе обстоит дело при столкновении фотона с *релятивистским* электроном. В этом случае происходит не только изменение направления распространения фотона, но и существенное изменение частоты рассеянного после столкновения первичного фотона.

Впервые задача о взаимодействии фотона с релятивистским электроном была поставлена еще в тридцатые годы в связи с проблемой энергетических потерь космических лучей при прохождении в межзвездном пространстве, заполненном термическими фотонами звездного происхождения. Первые результаты по этой задаче были получены Брейтом и Уилером [1], позже Фоллином [2], Донахью [3], Фелтеном и Моррисоном [4]. Однако достаточно полно она была рассмотрена в известной работе Фееенберга и Примакова [5], появившейся в 1948 г.

Столкновение релятивистского электрона с фотоном, энергия которого очень мала по сравнению с энергией самого электрона E ($h\nu \ll E$), кончается тем, что электрон часть своей энергии передает фотону. В результате электрон испытывает так называемые комптоновские потери [6], а у фотона

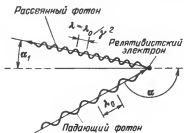


Рис. 3.2. Столкновение фотона с релятивистским электроном

увеличивается энергия — повышается частота (рис. 3.2). Происходит обратное тому, что мы имели в случае классического комптон-эффекта, когда энергия фотона передается электрону. Поэтому рассмотренный эффект — рассеяние электронов на фотонах, т.е. передача энергии электронов фотонам, называют иногда "*обратным комптон-эффектом*".

В наиболее общем случае частоты фотона до (ν_0) и после (ν) столкновения с релятивистским электроном связаны соотношением

$$\nu = \nu_0 f(\alpha, \alpha_1), \quad (3.5)$$

где функция $f(\alpha, \alpha_1)$ зависит, в частности, от угла падения α и угла отскока (рассеяния) α_1 фотона по отношению к направлению движения электрона (рис. 3.2) и имеет следующий вид (см., например, [7]):

$$f(\alpha, \alpha_1) = \gamma^2 \frac{(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \alpha'_1)}{1 + \frac{\gamma h \nu}{mc^2} (1 + \beta \cos \alpha)[1 - \cos(\alpha' + \alpha'_1)]}, \quad (3.6)$$

где $\beta = v/c$, v — скорость электрона, γ — фактор Лоренца или безразмерная энергия электрона,

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} = (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (3.7)$$

Что касается α' и α'_1 , то они связаны с α и α_1 обычными релятивистскими формулами абберации света

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha' &= \frac{\sin \alpha}{\gamma(\cos \alpha + \beta)}; \\ \operatorname{tg} \alpha'_1 &= \frac{\sin \alpha_1}{\gamma(\cos \alpha_1 + \beta)}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

В этих формулах величины со штрихом относятся к системе, связанной с электроном, а без штриха — к системе, связанной с наблюдателем на Земле. Из этих формул вытекает, что когда $\gamma > 1$, угол α'_1 будет достаточно мал. Это значит, что фотон после столкновения с электроном будет отскакивать с измененной частотой преимущественно по направлению движения электрона.

Для дальнейшего анализа будет проще, если в (3.6) мы перейдем к единой системе отсчета, связанной с наблюдателем. Тогда для интересующего нас случая, а именно, когда $h\nu/E \ll 1$, взамен (3.6) будем иметь

$$f(\alpha, \alpha_1) = \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \alpha_1}. \quad (3.9)$$

Когда $f(\alpha, \alpha_1) > 1$, то частота ν фотона, рассеянного после столкновения с электроном, будет больше первоначальной частоты ν_0 . В зависимости от геометрии фотон-электронного взаимодействия функция $f(\alpha, \alpha_1)$ может оказаться, как следует из (3.9), больше или меньше единицы. Лишь в одном случае, когда направления падающего и рассеянного фотонов совпадают ($\alpha = \alpha_1$, а следовательно, $f(\alpha, \alpha_1) = 1$), рассеяние происходит без изменения частоты.

Нас интересуют, однако, случаи, когда $f(\alpha, \alpha_1) > 1$, поскольку это будет означать дрейф длинноволновых фотонов в область фотонов больших энергий после каждого акта фотон-электронного взаимодействия. Ввиду важности поставленной задачи разберем поведение функции $f(\alpha, \alpha_1)$ более подробно.

Наибольшее усиление после столкновения с быстрым электроном получает тот фотон, который рассеивается в сторону движения электрона; в этом случае $\alpha_1 = 0$. Тогда (3.9) запишется в виде

$$f(\alpha, \alpha_1) = \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta}. \quad (3.10)$$

Подставив из (3.7) $1 - \beta = \frac{1}{2\gamma^2}$, будем иметь взамен (3.10)

$$f(\alpha, \alpha_1) = 2\gamma^2(1 - \beta \cos \alpha). \quad (3.11)$$

Отсюда видно, что численно функция $f(\alpha, \alpha_1)$ может меняться в широких пределах в зависимости от величины угла α встречи фотона с электроном. Максимальный эффект будет при лобовой встрече, т.е. когда $\alpha = \pi$; в этом случае функция $f(\alpha, \alpha_1)$ наибольшая и равна $4\gamma^2$ (при $\beta = 1$). Как увидим в последующих главах, в случае вспыхивающих звезд нам приходится оперировать быстрыми электронами, для которых $\gamma^2 \approx 10$. Следовательно, при лобовой встрече энергия фотона возрастет в 40 раз или же первоначальная длина волны станет короче в 40 раз.

В остальных случаях, когда $0 < \alpha < 180^\circ$, мы будем иметь числовые значения для коэффициента n в законе преобразования (3.5), который мы напомним в виде

$$\nu = n\gamma^2\nu_0, \quad (3.12)$$

где

$$n = 2(1 - \beta \cos \alpha) \approx 2(1 - \cos \alpha). \quad (3.13)$$

Величина n имеет разные числовые значения при разных комбинациях геометрии фотон-электронного взаимодействия (рис. 3.3). Максимальное значение $n = 4$ будем иметь при $\alpha = 180^\circ$ (лобовая встреча). С уменьшением угла встречи α n уменьшается. Но даже при угле встречи фотона с электро-

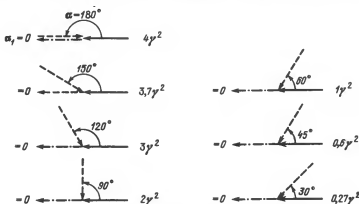


Рис. 3.3. Числовые значения коэффициента n в законе преобразования $n\gamma^2$ энергии фотона при различных величинах угла (α) столкновения фотона (штриховая стрелка) с быстрым электроном (сплошная стрелка). Во всех случаях рассеянный фотон (штрих-пунктир) распространяется по направлению движения электрона ($\alpha_1 = 0$)

ном $\alpha = 30^\circ$ энергия фотона увеличивается почти втрое (точнее, в $0,27 \gamma^2 = 2,7$ раза). Лишь при углах $\alpha < 18^\circ$ конечный эффект будет как будто обратный, т.е. произойдет уменьшение энергии фотона (кстати, этот случай составляет меньше одного процента среди всех возможных комбинаций фотон-электронного взаимодействия, кончающихся усилением фотона) [8]. В действительности, однако, дальнейшее уменьшение α означает уменьшение величины составляющей вектора энергии электрона по направлению встречи с фотоном, а в нашем случае при энергии быстрого электрона $E \sim \gamma mc^2 \approx 3mc^2$ эта составляющая легко может оказаться вблизи собственной энергии электрона, т.е. вблизи mc^2 , — ситуация, при которой все формулы преобразования перестают действовать.

Попробуем теперь перенести изображенную на рис. 3.3 геометрию фотон-электронного взаимодействия на реальную звезду. Если облако из быстрых электронов расположено перед звездой (со стороны наблюдателя), а быстрые электроны мчатся в сторону звезды, навстречу нисходящим из фотосферы фотонам, то усиление фотона будет наибольшее, поскольку в этом случае $f(\alpha, \alpha_1) > 3\gamma^2$. В то же время это переработанное и достаточно жесткое излучение будет направлено обратно к звезде ($\alpha_1 = 0$). Наблюдатель же практически никакого эффекта усиления излучения звезды в коротковолновой части спектра не отметит.

Иначе обстоит дело, когда облако из быстрых электронов возникает сбоку на некотором расстоянии от поверхности звезды. Мы полагаем, что в таком облаке электроны будут мчаться по всем направлениям, в том числе и в сторону наблюдателя (рис. 3.4, сплошные стрелки). В зависимости от местоположения быстрых электронов встреча с нисходящими из фотосферы фотонами произойдет под разными углами (разные величины α). Переработанные после такой встречи фотоны, направленные в сторону наблюдателя ($\alpha_1 = 0$), будут значительно усилены, в среднем от $1\gamma^2$ до $3\gamma^2$ раз, если не учитывать вклад электронов, находящихся очень далеко от звезды ($\alpha \sim \pi$ и $\alpha \sim 0$).

Важно отметить, что нисходное фотосферное излучение, которое после переработки в облаке направляется в сторону наблюдателя, берется практически с половины поверхности звезды, хотя эта половина и находится сбоку.

Таким образом, для электронных облаков, появившихся в меридиональной плоскости, перпендикулярной лучу зрения, а по сути дела для всего пространства вокруг звезды, за исключением областей перед звездой и за ней, мы можем использовать в качестве формулы преобразования при фотон-электронном взаимодействии следующее соотношение, по своей точности вполне достаточное для наших целей:

$$\nu = \gamma^2 \nu_0. \quad (3.14)$$

Из этого соотношения следует, что всегда, пока выполняется условие $h\nu \ll mc^2$, рассеянный после столкновения с быстрым электроном фотон будет в γ^2 раз короче его первоначальной длины, при условии, что столкновение происходит за пределами видимого диска звезды. В действительности, однако, усиление фотона будет несколько сильнее — возможно, до $2\gamma^2$ раз.

Далее, фотон может испытать, оказывается, значительное усиление (например, в γ^2 раз) даже в том случае, когда он отскакивает не в направле-

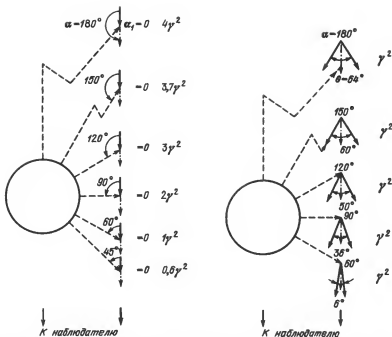


Рис. 3.4. "Стыковка" рис. 3.3 со звездой. Фотоны, исходящие из фотосферы (штриховые линии) и соударившиеся с быстрыми электронами (сплошные стрелки) под разными углами, будут усилены в среднем по закону преобразования $\nu = \gamma^2 \nu_0$ и направлены к наблюдателю

Рис. 3.5. Геометрия фотон-электронного взаимодействия в случае, когда закон преобразования один и тот же и имеет вид $\nu = \gamma^2 \nu_0$ при различных позиционных углах встречи фотона с быстрым электроном. Одинаковое усиление исходного фотона возможно и в том случае, когда направления рассеянного фотона и движения электрона не совпадают ($\alpha_1 \neq 0$)

нии движения электрона после столкновения с последним. Нетрудно найти условия, при которых это произойдет; для этого достаточно подставить в (3.9) $f(\alpha, \alpha_1) = \gamma^2$:

$$\frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \alpha_1} = \gamma^2. \quad (3.15)$$

Отсюда найдем

$$\cos \alpha_1 = \frac{2\gamma^2 - 2}{2\gamma^2 - 1} + \frac{1}{\gamma^2} \cos \alpha. \quad (3.16)$$

Но условие (3.15) будет выполнено и в случае

$$\cos(360^\circ - \alpha_1) = \frac{2\gamma^2 - 2}{2\gamma^2 - 1} + \frac{1}{\gamma^2} \cos \alpha. \quad (3.17)$$

Если рассеянный после встречи с электроном фотон направлен в сторону наблюдателя, то значения угла α_1 , найденные из (3.16) и (3.17), дадут

нам направление движения электрона. Для ряда значений α величина α_1 имеет следующие значения:

$$\begin{array}{cccccc} \alpha = & 180^\circ & 150^\circ & 120^\circ & 90^\circ & 60^\circ \\ \alpha_1 = & \pm 32^\circ & \pm 30^\circ & \pm 25^\circ & \pm 18^\circ & \pm 3^\circ \end{array}$$

Более наглядно общая картина фотон-электронного взаимодействия в этом случае (усиление фотона точно в γ^2 раз) показана на рис. 3.5.

Таким образом, закон $\nu \approx \gamma^2 \nu_0$ приемлем не только, когда оба направления — рассеянного фотона и движения электрона — совпадают, но и когда они составляют между собой угол порядка $20-30^\circ$ (при $\gamma^2 = 10$). По сути дела здесь речь идет о нахождении угла направленности пучка усиленных фотонов после их взаимодействия с электронами. Величину этого угла θ можно найти также с помощью известного соотношения $\theta \approx 2(mc^2/E) = 2/\gamma$. В нашем случае $\gamma^2 = 10$, и, следовательно, $\theta \approx 2/3$ радиана или $\sim 40^\circ$. Это большая величина (в случае типично релятивистских электронов, когда $E \sim 10^9$ эВ, θ порядка одной минуты дуги), и благодаря этому условия срабатывания обратного комптон-эффекта с наибольшей эффективностью ($\sim \gamma^2$) становятся в нашем случае менее жесткими, если иметь в виду геометрию фотон-электронного взаимодействия. Во всяком случае очень большое значение θ несколько приближает задачу к случаю изотропного поля излучения либо же изотропного распределения электронов по направлениям.

На последнем замечании следует остановиться отдельно. Энергия быстрых электронов, которыми мы собираемся оперировать в дальнейшем, не то что невелика, даже очень мала — всего $\sim 10^6$ эВ. Траектории таких электронов легко могут быть искривлены в магнитных полях самой звезды — в результате появится некое подобие изотропии в распределении электронов по направлениям. В таких условиях всегда найдутся электроны, столкновения которых с фотонами, исходящими из фотосферы, произойдут под углами больше 60° ; при этом закон преобразования (3.14) срабатывает, даже если электронное облако расположится спереди над диском звезды. Так же обстоит дело, когда быстрые электроны появятся в поле излучения, более или менее изотропном. Как показано Фелтеном и Моррисоном [7], а еще раньше В.Л. Гинзбургом и С.И. Сыроватским [6], закон

преобразования в случае изотропного поля имеет вид $\nu = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0$, что фак-

тически не отличается от (3.14). В таких случаях речь может идти об "эффективном количестве быстрых электронов" или "эффективном потоке электронов", принимающих участие в неупругих столкновениях.

Таким образом, закон преобразования в (3.14) можно использовать с достаточным для практических целей приближением всегда, независимо от местонахождения облака или слоя из быстрых электронов вокруг звезды. Этот закон приемлем до тех пор, пока энергия фотона не станет сравнимой с энергией электрона. Практически, при значениях энергий электрона $\gamma \sim 2 \div 3$, применимость формулы (3.12) легко может быть распространена до волн $0,01 \text{ \AA}$, т.е. до области жесткого рентгеновского или мягкого гамма-излучения.

3. Эффективное сечение столкновения фотона с релятивистским электроном

Когда энергия фотона $h\nu$ порядка или больше mc^2 , т.е. когда $\nu \gtrsim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ или $\lambda \lesssim 0,03 \text{ \AA}$, что соответствует области жесткого рентгеновского излучения и гамма-фотонов, значение эффективного сечения столкновения фотона с релятивистским электроном уже зависит от энергии электрона и дается известной формулой Клейна — Нишины.

Однако применительно к явлениям, связанным со вспыхивающими звездами, нас будут интересовать процессы рассеяния *оптических* и *инфракрасных* фотонов, энергия которых (1–3 эВ) существенно меньше mc^2 , на релятивистских электронах. В этом случае эффективное сечение σ_s рассеяния фотона при столкновении с электроном энергии γ ($> mc^2$) дается следующим соотношением [3, 5]:

$$\sigma_s \approx \gamma^2 \sigma_T, \quad (3.18)$$

т.е. быстро увеличивается с увеличением γ^2 . Формально это соотношение применимо при условии, когда $\gamma h\nu \ll mc^2$. В интересующем нас случае энергии быстрых электронов ($\gamma^2 \approx 10$) это соответствует энергии фотонов меньше 10^4 эВ.

4. Двойной обратный комптон-эффект

При неупругом столкновении одного фотона с релятивистским электроном возможно испускание двух и более фотонов приблизительно одинаковой энергии. В этом случае речь идет о двойном, тройном и т.д. обратном комптон-эффекте.

Двойной комптон-эффект был предсказан теоретически Гейтлером и Нордгеймом [9]. По их оценке отношение эффективного сечения рассеяния при двойном комптон-эффекте σ_{II} к эффективному сечению при нормальном комптон-эффекте σ_I должно быть порядка $1/137$. Позднее, в результате детальных расчетов, была найдена [10] для этого отношения величина $0,4 \cdot 10^{-4}$ в том случае, когда два фотона рассеиваются во взаимноперпендикулярных направлениях, а энергия электрона — порядка 10^6 эВ.

Возможность двойного комптон-эффекта впервые была экспериментально доказана Каванагом [11]. Он нашел при этом $\sigma_{II}/\sigma_I \sim 10^{-4}$ — в хорошем согласии с теоретически предвычисленной величиной. Таким образом, эффективное сечение при двойном комптон-эффекте, а следовательно, при двойном обратном комптон-эффекте по крайней мере на четыре порядка меньше эффективного сечения при обычном комптон-эффекте. Поэтому в условиях звездных атмосфер и, в частности, в процессах возбуждения вспышек двойной обратный комптон-эффект не может играть сколь-нибудь заметной роли.

5. Поляризация излучения

Рассеянное после взаимодействия с релятивистскими электронами "комптоновское" излучение, как было уже сказано, обладает определенной направленностью; оно будет сосредоточено в пределах угла, величина которого обратно пропорциональна энергии электрона. В силу этого комп-

тоновское излучение должно быть поляризованным, причем степень поляризации при элементарном акте рассеяния может быть очень высокой — выше 60% [12].

Как мы увидим далее, все дополнительное излучение, испускаемое звездой во время вспышки, целиком должно иметь комptonовское происхождение. Тогда в момент вспышки следует ожидать отличную от нуля поляризацию в свете звезды. Однако в силу изотропности поля излучения и изотропности распространения электронов по направлениям степень наблюдаемой поляризации света вспышки в среднем может оказаться небольшой.

Задача поляризации излучения при процессах, обусловленных обратным комpton-эффектом, была рассмотрена рядом авторов [13–15]. Особый интерес представляет случай изотропного распределения электронов [15]; оказывается, при этом выходящее из среды излучение будет деполаризовано — до 50% в случае циркулярно-поляризованного излучения и до 75% — в случае линейно-поляризованного; если первоначальное излучение не поляризовано (например, фотосферное излучение звезды), то выходящее из среды быстрых электронов излучение опять будет неполяризованным.

Несмотря на это, в определенных случаях следует ожидать отличную от нуля поляризацию в свете звезды в момент ее вспышки (в особенности при слабых вспышках). В этом смысле поляризметрические наблюдения вспышек звезд, несмотря на очевидные трудности [16], могут оказаться интересными.

6. Быстрые электроны

Наблюдаемые особенности звездной вспышки могут быть объяснены, если допустить, что все дополнительное излучение, испускаемое звездой во время вспышки, имеет комptonовское происхождение. Более определенно это значит, что

а) энергия излучения вспышки берется целиком за счет энергий релятивистских электронов;

б) само явление вспышки — быстрое и сильное повышение блеска звезды — сводится к быстрому выделению или генерации определенного количества релятивистских электронов над фотосферой звезды;

в) элементарным процессом вспышки в оптических лучах является обратный комpton-эффект — неупругие столкновения инфракрасных фотонов нормального фотосферного излучения звезды с релятивистскими электронами, вследствие чего и происходит трансформация или дрейф инфракрасных фотонов в область фотонов большей энергии;

г) в видимой области спектра во время вспышки новые фотоны практически не рождаются. Требование, чтобы количество появившихся во время вспышки коротковолновых фотонов в точности компенсировалось количеством ушедших в результате неупругих столкновений с электронами инфракрасных фотонов фотосферы, вполне достаточно для объяснения всего наблюдаемого разнообразия звездных вспышек. При очень мощных вспышках, однако, генерация новых фотонов может иметь место в результате тормозного излучения релятивистских электронов;

д) для объяснения наблюдаемых свойств звездных вспышек достаточно иметь нетепловые электроны, энергия которых лишь немного превышает

собственную энергию, т.е. когда $\gamma \sim 2 \div 3$. Такие электроны также являются релятивистскими. Однако в дальнейшем мы их будем называть "быстрыми электронами", подразумевая под этим релятивистские электроны с вполне определенной величиной энергии, а именно, $\gamma \sim 3$ или $\gamma^2 \sim 10$.

К местонахождению облака из быстрых электронов никаких требований не предъявляется: достаточно, если это облако, слой или оболочка из быстрых электронов может появиться над фотосферой и на некотором расстоянии от поверхности звезды. Сами электроны будут мчаться при этом практически со скоростью света. В то же время их движение может контролироваться магнитным полем звезды — как общим, так и локальным. Поскольку энергия электронов сравнительно невелика ($E \sim 10^6$ эВ), даже самые слабые магнитные поля на значительных расстояниях от поверхности звезды могут влиять на их движение. При таких условиях всегда найдутся электроны, испытывающие лобовую или почти лобовую встречу с исходящими из фотосферы фотонами; в этом случае будет достигнут максимум эффективности явления обратного комптон-эффекта. Кроме того, оболочка из быстрых электронов, даже при наличии магнитного поля звезды, выполняющего "сдерживающую" роль, так или иначе будет расширяться или удаляться от звезды значительно быстрее, чем это может иметь место в случае расширения любой газовой оболочки.

Из всего сказанного следует, что оптическая вспышка будет зафиксирована даже в случае, если первичное облако из быстрых электронов окажется на обратной, заэкранированной телом звезды стороне.

Облако или оболочка из быстрых электронов вокруг звезды будет электрически нейтральной или почти нейтральной, поскольку в ней могут присутствовать "быстрые" протоны и другие ядра, никак не влияющие на процессы, связанные с обменом энергии между быстрыми электронами и фотонами.

ПЕРЕНОС ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ ЧЕРЕЗ СРЕДУ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Постановка проблемы

Внезапное и быстрое повышение блеска звезды — вспышка — вызывается, согласно выдвинутой выше гипотезе, внезапным и быстрым появлением электронов с энергией порядка 10^6 эВ над фотосферой звезды. При этом фотосфера не испытывает заметных возмущений: ее температура после вспышки остается почти неизменной. Совокупность быстрых электронов образует короткоживущий слой или оболочку, или облако, расположенное на некотором расстоянии от фотосферы. Энергетическая мощность такого слоя определяется полным количеством находящихся в нем быстрых электронов, а оптическая эффективность — его оптической толщиной для процессов томсоновского рассеяния. Эффективное же количество быстрых электронов, вошедших во взаимодействие с фотонами по закону преобразования $\nu = \gamma^2 \nu_0$, будет значительно, на порядок меньше их полного количества; это в случае изотропного распределения электронов по направлениям и при учете только потока преобразованного излучения, направленного к наблюдателю. В остальных случаях окончательный эффект будет зависеть от геометрии "фотосфера—облако—наблюдатель".

На внутреннюю границу указанного слоя со стороны фотосферы падает излучение с заданным спектральным распределением. Оно может быть планковское, соответствующее заданной эффективной температуре звезды. Элементарный акт взаимодействия фотона с быстрым электроном сводится к передаче части энергии электрона фотону; в результате увеличивается частота фотона. Присутствие в слое других типов элементарных частиц высокой энергии, в частности протонов, не меняет дела; коэффициент томсоновского рассеяния на релятивистских протонах на шесть порядков меньше, чем на быстрых электронах. Электрически слой является нейтральным.

В настоящей главе рассматривается задача переноса лучистой энергии через среду быстрых электронов. Будем считать, что слой из быстрых электронов расположен над фотосферой со стороны наблюдателя и что быстрые электроны распределены изотропно по направлениям. Иначе говоря, электрон-фотонное взаимодействие в каждом элементе объема в таком слое завершается усилением, согласно закону (3.12), определенного количества фотонов, направленных в сторону наблюдателя. Наряду с этим мы рассмотрим и модель, при которой облако из быстрых электронов расположено сбоку от звезды, а движение самих электронов происходит по схеме, изображенной на рис. 3.5. Для большей наглядности сначала будет рассмотрена простейшая задача: в этом случае результаты получаются в явном виде. Затем мы перейдем к реальным фотосферам с привлечением различных энергетических спектров быстрых электронов. Ввиду при-

ципальной новизны поставленной проблемы мы ограничимся здесь элементарной ее трактовкой в математическом отношении, исходя из желания выявить в первую очередь качественную сторону рассматриваемого явления.

2. Уравнение переноса излучения

Пусть имеется плоскопараллельный слой, состоящий из моноэнергетических быстрых электронов энергий γ (рис. 4.1). Обозначим через N_e эффективное число быстрых электронов в столбце с основанием 1 см^2 и через τ_0 — полную оптическую толщину этого слоя для процессов томсоновского неупругого рассеяния:

$$\tau_0 = \sigma_s \int_0^{z_0} n \, dz = \sigma_s N_e; \quad \tau = \sigma_s \int_0^z n \, dz, \quad (4.1)$$

где σ_s дается функцией (3.18).

Пусть с внутренней стороны, где $\tau = 0$, падает параллельный пучок первичного излучения с заданным спектральным распределением. Примем,



Рис. 4.1. К задаче о переносе излучения через среду быстрых электронов (одномерная задача). Облако спереди звезды

что оно планковское, $B_\nu(T)$, где T отождествляется с эффективной температурой фотосферного излучения. Мы полагаем, что в таком слое всегда найдутся хаотично движущиеся быстрые электроны, а также фотоны — как исходящие из фотосферы, так и принадлежащие диффузной составляющей, столкновения которых друг с другом приведут к увеличению энергий (частоты) фотона в соответствии с законом (3.12). Тогда можно говорить об эффективном преобразовании фотонов в единичном объеме среды и в единицу времени.

Нашей задачей является определение вида функции $J_\nu(\tau_0, \gamma, T)$ — интенсивности выходящего из слоя излучения в заданной частоте ν как функции полной оптической толщины τ_0 , энергий быстрых электронов γ и эффективной температуры T . Примем для простоты, что указанный слой из быстрых электронов экранирует фотосферу целиком.

Уравнение переноса излучения на рассматриваемой частоте имеет вид

$$\cos \theta \frac{dJ_\nu}{dz} = -n \sigma_s J_\nu + \mathcal{E}_\nu, \quad (4.2)$$

где \mathcal{E}_ν — объемный коэффициент излучения в частоте ν .

Условие лучистого равновесия в нашем случае примет следующий вид:

$$4\pi\mathcal{E}_\nu = n\sigma_s\gamma^2 B_{\nu_0} e^{-\tau} + n\sigma_s\gamma^2 \int J_{\nu_0} d\omega, \quad (4.3)$$

где первый член справа обусловлен фотонами прямого излучения B_{ν_0} частоты ν_0 , трансформируемыми в рассматриваемую частоту ν при элементарном акте рассеяния на быстрых электронах, а второй член — фотонами диффузного излучения J_{ν_0} на той же частоте ν_0 . Перензлучение с сохранением частоты отсутствует.

Подставляя (4.3) в (4.2), получим следующее интегродифференциальное уравнение относительно функции J_ν :

$$\cos\theta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = -J_\nu + \frac{\gamma^2}{4\pi} B_{\nu_0} e^{-\tau} + \frac{\gamma^2}{4\pi} \int J_{\nu_0} d\omega, \quad (4.4)$$

где взамен ν_0 следует подставить $\nu_0 = \nu/\gamma^2$, а B_{ν_0} запишется в виде

$$B_{\nu_0}(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu_0^3}{e^{h\nu_0/kT} - 1} = \frac{2h}{c^2} \frac{1}{\gamma^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/\gamma^2 kT} - 1}. \quad (4.5)$$

Решение уравнения (4.4) даст нам величину интенсивности выходящего из слоя быстрых электронов излучения $J_\nu(\tau_0, \gamma, T)$.

Наличие третьего члена в правой части (4.4) очень затрудняет решение этого уравнения. Однако если τ_0 существенно меньше единицы, то рассеянием второго порядка можно пренебречь. Далее, для выявления качественной картины ограничимся пока рассмотрением одномерной задачи, т.е. примем в (4.4) $\cos\theta = 1$. Тогда (4.4) может быть легко интегрировано, и для интенсивности потока выходящего из слоя излучения найдем

$$J_\nu(\tau_0, \gamma, T) = B_\nu(T) e^{-\tau_0} + \frac{\gamma^2}{4\pi} B_{\nu_0}(T) \tau_0 e^{-\tau_0}, \quad (4.6)$$

где использовано условие $J_\nu(0) = B_\nu(T)$ при $\tau = 0$. Соотношение (4.6) одновременно дает спектральное распределение излучения, вышедшего из слоя быстрых электронов небольшой оптической толщины; оно впервые было получено в 1965 г. [1, 2].

Решение (4.6) в дальнейшем удобнее представить (опустив также индекс нуль при τ) в виде

$$J_\nu(\tau, \gamma, T) = B_\nu(T) C_\nu(\tau, \gamma, T), \quad (4.7)$$

где $C_\nu(\tau, \gamma, T)$ — безразмерная величина, равная

$$C_\nu(\tau, \gamma, T) = \left(1 + \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} \tau \right) e^{-\tau}, \quad (4.8)$$

где $x = h\nu/kT$.

Функция C_ν имеет простой физический смысл: она показывает, во сколько раз интенсивность вышедшего из слоя быстрых электронов излучения больше (когда $C_\nu > 1$) или меньше (когда $C_\nu < 1$) излучения $B_\nu(T)$, падающего на внутреннюю границу слоя.

Заметим, что здесь и дальше функция C_ν связана с потоком избыточного излучения i , являющимся наблюдаемой величиной (см. § 6, гл. 1),

следующим образом:

$$i = C_\nu - 1. \quad (4.9)$$

Анализ формулы показывает, что в случае $\gamma^2 \sim 10$ и при достаточно низких температурах плазменского излучения функция C_ν по величине порядка единицы в визуальных (5000 – 6000 Å), больше единицы в фотографических (4000 – 5000 Å) и значительно больше единицы в ультрафиолетовых лучах (3000 – 4000 Å). Одновременно C_ν становится меньше единицы, как и следовало ожидать, в инфракрасных лучах ($\lambda > 10\,000$ Å). В результате происходит увеличение интенсивности вышедшего из слоя излучения в фотографических лучах и резкое увеличение в ультрафиолетовых лучах при некотором уменьшении интенсивности в инфракрасной области спектра; последнее вызвано дрейфом длинноволновых фотонов в коротковолновую область спектра, а рост интенсивности в коротковолновой области вызван передачей части энергии быстрых электронов длинноволновым фотонам. Поскольку энергия быстрых электронов имеет тепловый характер, то в этом случае мы можем говорить о выделении звездной непрерывной эмиссии тепловой природы в коротковолновой области спектра.

3. Неизотропный разлет быстрых электронов

Рассмотрим теперь случай, когда облако из быстрых электронов возникает сбоку от звезды, под углом $\sim 90^\circ$ относительно наблюдателя (рис. 4.2), а сами быстрые электроны мчатся преимущественно в сторону наблюдателя. И здесь встреча быстрых электронов с исходящими из фотосферы фотонами с интенсивностью B_ν происходит под углом $\sim 90^\circ$, однако рассеянный после столкновения фотон распространяется по направлению движения электронов; в этом случае приемлем закон преобразования (3.12).

Найдем сперва величину интенсивности выходящего из облака излучения $I_\nu(\tau_0, \gamma, t)$ в точке, находящейся на оптическом расстоянии t от левого края облака, со стороны исходящего от фотосферы излучения (рис. 4.2). В приведенной схеме вид функции одинаков для всех сечений и равен $B_\nu e^{-t}$ (заштрихованная эпюра). Поэтому будем иметь для интенсивности вышедшего из точки (τ_0, t) излучения

$$I_\nu(\tau_0, t, \gamma) = \frac{\gamma^2}{4\pi n \sigma_s} B_{\nu_0} e^{-t} \int_0^{\tau_0} e^{-(\tau' - t)} d\tau' = \frac{\gamma^2}{4\pi n \sigma_s} B_{\nu_0} e^{-t} (1 - e^{-\tau_0}), \quad (4.10)$$

где τ_0 — полная оптическая толщина облака в данной частоте по лучу зрения.

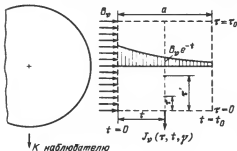


Рис. 4.2. К задаче о переносе излучения через среду быстрых электронов: облако сбоку звезды

Интегрируя (4.10) по всему объему облака, найдем для интенсивности дополнительного излучения

$$I_{\nu}(\tau_0, t_0, \gamma) = \frac{\gamma^2}{4\pi n \sigma_s} B_{\nu_0} (1 - e^{-\tau_0}) (1 - e^{-t_0}) b, \quad (4.11)$$

где B_{ν_0} по-прежнему дается формулой (4.5), а b — линейная глубина облака в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Поскольку, согласно постановке задачи $\tau_0 \ll 1$ и $t_0 \ll 1$, то будем иметь взамен (4.11)

$$I_{\nu}(\tau_0, t_0, \gamma) = \frac{\gamma^2}{4\pi} B_{\nu_0} \tau_0 S, \quad (4.12)$$

где $S = ab$ — площадь сечения облака.

Наблюдатель, однако, фиксирует суммарное излучение — излучение вспышки согласно (4.12) и прямое излучение от звезды. Поэтому будем иметь для наблюдаемого потока излучения на частоте ν :

$$J_{\nu}(\tau_0, \gamma, T) \pi R_*^2 = B_{\nu} \pi R_*^2 + I_{\nu}(\tau_0, t_0, \gamma). \quad (4.13)$$

Или, учитывая (4.12) и приняв в дальнейшем для простоты $S \approx \pi R_*^2$, где R_* — радиус звезды, будем иметь окончательно

$$J_{\nu}(\tau_0, \gamma, T) = B_{\nu} + \frac{\gamma^2}{4\pi} B_{\nu_0} \tau_0. \quad (4.14)$$

Этот результат по существу не отличается от полученного выше [формула (4.6)], когда облако находилось спереди диска звезды, а быстрые электроны были распределены изотропно по направлениям. Следовательно, обе эти схемы — облако сбоку, а электроны изотропные — с точки зрения окончательного эффекта оказались эквивалентными; в обоих случаях мощность оптической вспышки одинакова.

Таким образом, ориентация облака из быстрых электронов относительно звезды и наблюдателя не имеет принципиального значения при возбуждении вспышки вообще. Вопрос заключается лишь в том, какова доля быстрых электронов, взаимодействие которых с фотонами приводит к усилению именно того излучения, которое затем будет направлено в сторону наблюдателя. По приблизительной оценке эта доля может быть порядка одной десятой части от полного числа быстрых электронов, появившихся в момент вспышки звезды.

Во всех описанных случаях, конечно, найдутся быстрые электроны, которые будут мчаться в сторону звезды. И хотя такие электроны сами не смогут добраться до фотосферы (из-за магнитных полей), усиленные ими фотоны, кстати, довольно жесткие, все-таки доберутся до нее. Это, в свою очередь, приведет к интересным эффектам, на которых остановимся позже.

Имея в виду реальные физические условия вокруг звезды, состояние изотропного распределения быстрых электронов по направлениям мы представляем неизбежным и наиболее вероятным независимо от места их возникновения. Поэтому в дальнейшем мы будем оперировать некоей средней излучательной способностью среды (облака) из быстрых электронов, обусловленной неупругими взаимодействиями последних с фотонами.

4. Применение к звездным фотосферам

Перейдем теперь к рассмотрению более реальной задачи взаимодействия быстрых электронов с фотосферным излучением. Будем считать, что слой из быстрых электронов с эффективной оптической толщиной τ_0 находится либо непосредственно над фотосферой, как это показано на рис. 4.3, либо же на некотором расстоянии от нее. Отличие между ними сугубо количественное; во втором случае, например, происходит лишь ослабление падающего на внутреннюю границу слоя излучения на величину коэффициента дилуции, зависящей от относительного расстояния этого слоя от поверхности звезды. Спектральное распределение интенсивности вышедшего из слоя быстрых электронов излучения будет одинаковое, независимо от того, находится ли этот слой непосредственно над фотосферой или же на некотором расстоянии от нее, при условии, конечно, что в обоих случаях фотосфера одинаково экранирована быстрыми электронами. Окончательный эффект будет такой же (при $\tau_0 \ll 1$), если облако или слой с теми же параметрами возникнет сбоку от звезды.

Уравнение переноса излучения в этом случае запишется в виде (4.2). Однако при составлении уравнения лучистого равновесия следует иметь в виду, что прямая составляющая излучения в частоте ν_0 , трансформирующаяся затем в частоту ν , будет собрана со всей поверхности фотосферы, каждая точка которой A_1 видна из точки A под различными углами φ . В силу изотропности закон электрон-фотонного преобразования мы принимаем в виде (3.12) для всех точек и направлений. Однако величина интенсивности падающего на внутреннюю границу излучения уже не будет постоянной, как в случае (4.3), а станет некоей функцией от φ : $B_\nu(\varphi)$. Последняя определяется законом распределения фотосферного излучения по диску звезды. Поэтому для условия лучистого равновесия будем иметь взамен (4.3)

$$4\pi \mathcal{E}_\nu = \gamma^2 n \sigma_s 2\pi \int_0^{\pi/2} B_{\nu_0}(\varphi) e^{-\tau \sec \varphi} \sec \varphi d\varphi + \gamma^2 n \sigma_s \int_{4\pi} J_{\nu_0} d\omega. \quad (4.15)$$

Вид функции $B_\nu(\varphi)$, т.е. по сути дела закон потемнения к краю диска для звезд поздних спектральных классов, нам неизвестен. Однако учитывая, что основную роль в первом члене справа под интегралом играет экспоненциальный множитель, мы можем представить эту функцию с достаточной

степенью точности в следующем виде:

$$B_\nu(\varphi) = B_\nu(0) \cos \varphi. \quad (4.16)$$

Тогда будем иметь из (4.15)

$$\frac{\mathcal{E}_\nu}{n \sigma_s} = \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) E_3(\tau) + \frac{\gamma^2}{4\pi} \int J_{\nu_0} d\omega, \quad (4.17)$$

где введено обозначение

$$E_3(\tau) = \int_1^\infty e^{-\tau u} \frac{du}{u^3}. \quad (4.18)$$

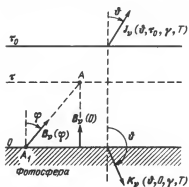


Рис. 4.3. К задаче о переносе излучения через среду быстрых электронов: реальная фотосфера

Подставляя (4.17) в (4.2), найдем

$$\cos \vartheta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = -J_\nu + \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) E_3(\tau) + \frac{\gamma^2}{4\pi} \int J_{\nu_0} d\omega. \quad (4.19)$$

В дальнейшем будем пренебрегать, как и раньше, диффузным членом в этом уравнении, ограничиваясь нахождением его решения для значений $\tau < 1$. Тогда можем написать для интенсивности $J_\nu(\vartheta)$ направленного наружу излучения $\left(\vartheta \leq \frac{\pi}{2}\right)$

$$\cos \vartheta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = -J_\nu + \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) E_3(u). \quad (4.20)$$

Соответственно для интенсивности $K_\nu(\vartheta)$ направленного внутрь $\left(\vartheta \geq \frac{\pi}{2}\right)$ излучения будем иметь

$$-\cos \vartheta \frac{dK_\nu}{d\tau} = -K_\nu + \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) E_3(u). \quad (4.21)$$

Уравнения (4.20) и (4.21) имеют точные решения

$$J_\nu(\vartheta, \tau) = B_{\nu_0}(0) \cos \vartheta e^{-\tau \sec \vartheta} + \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) f_1(\tau, \vartheta), \quad (4.22)$$

$$K_\nu(\vartheta, \tau) = \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) f_2(\tau, \vartheta), \quad (4.23)$$

где введены обозначения

$$f_1(\tau, \vartheta) = \int_0^\tau E_3(t) e^{-(\tau-t) \sec \vartheta} \sec \vartheta dt, \quad (4.24)$$

$$f_2(\tau, \vartheta) = \int_\tau^{\tau_0} E_3(t) e^{-(t-\tau) \sec \vartheta} \sec \vartheta dt. \quad (4.25)$$

При выводе (4.22) и (4.23) использованы следующие граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} J_\nu(0, \vartheta) &= B_{\nu_0}(0) \cos \vartheta & \text{при } \tau = 0, \\ K_\nu(\tau_0, 0) &= 0 & \text{при } \tau = \tau_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.26)$$

Нас интересует плотность потока излучения H_ν на границах слоя. Имеем для произвольного τ

$$\begin{aligned} H_\nu(\tau) &= 2\pi \left[\int_0^{\pi/2} J_\nu(\tau, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \right. \\ &+ \left. \int_{\pi/2}^\pi K_\nu(\tau, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right] = \\ &= 2\pi \left\{ \frac{1}{3} B_{\nu_0}(0) E_4(\tau) + \frac{\gamma^2}{2} B_{\nu_0}(0) [F_1(\tau) - F_2(\tau)] \right\}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

где по-прежнему $v_0 = v/\gamma^2$ и

$$E_4(\tau) = 3 \int_1^{\infty} e^{-\tau u} \frac{du}{u^4}, \quad (4.28)$$

$$F_1(\tau) = \int_0^{\infty} f_1(\tau, y) \frac{dy}{y^3}, \quad (4.29)$$

$$F_2(\tau) = \int_1^{\infty} f_2(\tau, y) \frac{dy}{y^3}. \quad (4.30)$$

В этих выражениях $f_1(\tau, y)$ и $f_2(\tau, y)$ суть функции (4.24) и (4.25) с подстановкой $\sec \vartheta = y$.

Из (4.27) найдем для плотности потока направленного наружу излучения на внешней границе слоя ($\tau = \tau_0$) из быстрых электронов

$$H_\nu(\tau) = C_\nu(\tau, \gamma, T) B_\nu(0), \quad (4.31)$$

где индекс нуль при τ здесь и дальше опущен, а

$$C_\nu(\tau, \gamma, T) = E_4(\tau) + \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_1(\tau). \quad (4.32)$$

При выводе (4.31) учтено, что поток нормального фотосферного излучения при наших обозначениях равен $\frac{2\pi}{3} \cdot B_\nu(0)$ на границе $\tau = 0$.

Аналогичным образом найдем поток H'_ν , направленного внутрь излучения на внутренней границе слоя:

$$H'_\nu(0) = B_\nu(0) G_\nu(\tau, \gamma, T), \quad (4.33)$$

где

$$G_\nu(\tau, \gamma, T) = \frac{1}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_2(\tau). \quad (4.34)$$

Соотношение (4.31) аналогично (4.7) и дает спектральное распределение интенсивности проходящего через слой быстрых электронов фотосферного излучения в зависимости от энергии быстрых электронов γ , их эффективного количества τ и плазменной температуры фотосферы T . Для удобства вычислений в табл. 4.1 приведены числовые значения функций E_3 , E_4 , F_1 и F_2 для ряда значений τ .

В табл. 4.2 приведены числовые величины функции $C_\nu(\tau, \gamma, T)$ при $\tau = 1, 0,1, 0,01, 0,001, 0,0001$ и разных значений температуры звезды, начиная от $T = 2500$ К (класс М6) до $T = 5500$ К (класс G5).

Решение уравнения переноса в нашем случае дано без учета диффузного числа. Поэтому формулы (4.31) и (4.33) нельзя применить для значений τ , близких к единице; при $\tau = 1$ найденные по (4.32) значения C_ν в области коротких волн могут оказаться по порядку величины в два раза меньше истинной величины. Формула (4.31) дает результаты тем точнее, чем τ меньше единицы.

Функция C_ν имеет ряд интересных свойств. Отметим некоторые из них.

Т а б л и ц а 4.1. Числовые значения функций $E_3(\tau)$, $E_4(\tau)$, $F_1(\tau)$, $F_2(\tau)$

τ	$E_3(\tau)$	$E_4(\tau)$	$F_1(\tau)$	$F_2(\tau)$
0	0,5000	1,0000	0	0
0,0001	0,4949	0,9988	0,000045	0,00005
0,001	0,4941	0,9975	0,00047	0,0005
0,002	0,4932	0,9960	0,00094	0,0012
0,004	0,4914	0,9931	0,00188	0,0021
0,006	0,4896	0,9901	0,0028	0,0030
0,008	0,4879	0,9872	0,0037	0,0040
0,01	0,4861	0,9843	0,0046	0,0049
0,02	0,4774	0,9698	0,0091	0,0130
0,04	0,4607	0,9471	0,0169	0,0207
0,06	0,4448	0,9145	0,0242	0,0278
0,08	0,4297	0,8883	0,0298	0,0343
0,10	0,4152	0,8629	0,0369	0,0403
0,2	0,3516	0,7483	0,0602	0,0811
0,4	0,2573	0,5674	0,0827	0,1086
0,6	0,1915	0,4339	0,0872	0,1228
0,8	0,1443	0,3339	0,0842	0,1306
1,0	0,1097	0,2582	0,0769	0,1349

Т а б л и ц а 4.2. Числовые значения функции $C_{\lambda}(\tau, \gamma, T)$ при $\gamma^2 = 10$

$\lambda, \text{\AA}$	τ				
	1	0,1	0,01	0,001	0,0001
$T = 2500 \text{ K (M6)}$					
2000	$2,196 \cdot 10^8$	$1,054 \cdot 10^8$	$1,313 \cdot 10^7$	$1,342 \cdot 10^6$	$1,284 \cdot 10^5$
2500	$1,027 \cdot 10^8$	$4,929 \cdot 10^7$	$6,145 \cdot 10^6$	$6,279 \cdot 10^5$	$6,011 \cdot 10^4$
3000	$4,301 \cdot 10^7$	$2,064 \cdot 10^7$	$2,573 \cdot 10^6$	$2,629 \cdot 10^5$	26,152
4000	641,5	308,55	33,341	4,9165	1,3740
5000	59,54	26,435	4,172	1,323	1,0300
6000	10,81	5,9292	1,6159	1,0620	1,0042
7000	3,6387	2,4850	1,1865	1,0820	1,0007
8000	1,7220	1,5754	1,0719	1,0064	0,9997
9000	1,0309	1,2337	1,0305	1,0022	0,9992
10000	0,7261	0,9157	0,9908	0,9983	0,9990
20000	0,3159	0,8905	0,9878	0,9978	0,9989
30000	0,2899	0,8791	0,9862	0,9977	0,9988
$T = 2800 \text{ K (M5)}$					
2000	$1,386 \cdot 10^8$	$6,653 \cdot 10^7$	$8,294 \cdot 10^6$	$8,474 \cdot 10^5$	$8,114 \cdot 10^4$
2500	$1,438 \cdot 10^8$	$6,970 \cdot 10^7$	$8,604 \cdot 10^6$	$8,791 \cdot 10^5$	84,172
3000	6995	3357	418,48	43,75	5,0929
4000	168,09	81,397	11,0238	2,0233	1,1006
5000	18,9679	9,8407	2,1035	1,1118	1,0098
6000	4,7280	3,0077	1,2517	1,0248	1,0015

Таблица 4.2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	τ				
	1	0,1	0,01	0,001	0,0001
7000	1,9019	1,6516	1,0826	1,0075	0,9990
8000	1,0466	1,2402	1,0315	1,0023	0,9985
9000	0,7091	1,0793	1,0113	1,0002	0,9983
10000	0,5494	1,0026	1,0017	0,9993	0,9982
20000	0,3051	0,8854	0,9871	0,9978	0,9980
30000	0,2863	0,8763	0,9861	0,9977	0,9980
$T = 3600 \text{ K (M0)}$					
2000	$8,74 \cdot 10^4$	$4,19 \cdot 10^4$	$5,23 \cdot 10^3$	$5,34 \cdot 10^2$	51,2
2500	2589	1243	154,9	16,82	2,514
3000	255	122,4	16,24	2,556	1,1480
4000	15,03	7,953	1,8682	1,0878	1,0074
5000	3,3112	2,3278	1,1669	1,0161	1,0005
6000	1,2140	1,3215	1,0415	1,0033	0,9993
7000	0,7101	1,0799	1,0063	1,0002	0,9990
8000	0,5202	0,9886	1,0000	0,9991	0,9989
9000	0,4316	0,9461	0,9946	0,9985	0,9989
10000	0,3838	0,9232	0,9895	0,9983	0,9989
20000	0,2917	0,8789	0,9863	0,9977	0,9989
30000	0,2808	0,8738	0,9853	0,9976	0,9989
$T = 4200 \text{ K (K5)}$					
2000	7100	3400	426	44,4	5,35
2500	354	171	22,3	3,18	1,22
3000	49,9	24,7	3,98	1,30	1,03
4000	4,75	3,02	1,25	1,02	1,00
5000	1,37	1,40	1,05	1,00	0,999
6000	0,71	1,08	1,01	1,00	0,999
7000	0,50	0,98	0,998	0,999	0,998
8000	0,412	0,937	0,993	0,998	0,998
9000	0,367	0,915	0,990	0,998	0,998
10000	0,342	0,903	0,989	0,998	0,998
15000	0,297	0,882	0,986	0,997	0,998
20000	0,286	0,876	0,985	0,997	0,998
30000	0,287	0,872	0,985	0,997	0,998
$T = 4900 \text{ K (K0)}$					
2000	830	399	51,0	6,10	1,51
2500	65,9	32,4	4,94	1,40	1,04
3000	12,7	6,84	1,73	1,07	1,01
4000	1,91	1,65	1,08	1,01	0,999
5000	0,77	1,11	1,01	1,00	0,999
6000	0,50	0,979	0,998	0,999	0,998
7000	0,403	0,932	0,993	0,998	0,998
8000	0,357	0,910	0,990	0,998	0,998
9000	0,333	0,899	0,988	0,997	0,998
10000	0,318	0,891	0,987	0,997	0,998
15000	0,290	0,878	0,986	0,997	0,998
20000	0,282	0,874	0,985	0,997	0,998
30000	0,276	0,871	0,985	0,997	0,998

Таблица 4.2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	τ				
	1	0,1	0,01	0,001	0,0001
$T = 5500 \text{ K(G5)}$					
2000	207	100	13,5	2,27	1,13
2500	22,3	11,5	2,31	1,13	1,01
3000	5,36	3,31	1,29	1,03	1,00
4000	1,12	1,28	1,04	1,00	0,999
5000	0,57	1,01	1,00	0,999	0,999
6000	0,42	0,94	0,994	0,998	0,998
7000	0,362	0,913	0,990	0,998	0,998
8000	0,333	0,900	0,988	0,997	0,997
9000	0,317	0,892	0,987	0,997	0,998
10000	0,307	0,886	0,987	0,997	0,993
15000	0,286	0,876	0,986	0,997	0,998
20000	0,280	0,873	0,985	0,997	0,998
30000	0,275	0,871	0,985	0,997	0,998

а) В диапазоне коротких волн основную роль в (4.32) играет второй член, поэтому можно написать с достаточной степенью приближения

$$C_\nu(\tau, \gamma, T) = \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_1(\tau). \quad (4.35)$$

Это соотношение широко будет использовано при рассмотрении проблемы возбуждения эмиссионных линий, при интерпретации коротковолновых наблюдений и др.

б) При малых значениях $\tau (< 0,01)$ имеем

$$E_4(\tau) = 1; F_1(\tau) \approx \frac{\tau}{2}. \quad (4.36)$$

В этом случае формула (4.32) упрощается и принимает вид

$$C_\nu(\tau, \gamma, T) = 1 + \frac{3}{4\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} \tau. \quad (4.37)$$

в) При заданной планковской температуре T множитель $F_1(\tau)$ в (4.32) быстро увеличивается в сторону коротких волн, затем, достигая на некоторой длине волны (на некотором значении x_0) максимума, определяемого из соотношения

$$(\gamma^2 - 1)e^{x_0(1+\gamma^2)/\gamma^2} + e^{x_0/\gamma^2} = \gamma^2 e^{x_0},$$

быстро уменьшается, асимптотически стремясь к нулю.

г) Формально в интервале $\tau = 0 \div 1$ функция $F_1(\tau)$ имеет очень слабо выраженный максимум на $\tau \approx 0,6$. Однако, учитывая приближенный характер нашего решения при $\tau \approx 1$, этому обстоятельству не следует придавать значения: из физических соображений следует ожидать быстрого уменьшения $F_1(\tau)$ с увеличением τ , когда $\tau \gtrsim 1$.

д) В силу безразмерности C_ν имеет место условие $C_\nu(\tau, \gamma, T) = C_\lambda(\tau, \gamma, T)$. Тогда можно написать, аналогично (4.31),

$$H_\lambda(\tau) = C_\lambda(\tau, \gamma, T) B_\lambda(0). \quad (4.38)$$

При сопоставлении теории с наблюдениями нами будут использованы преимущественно формулы типа (4.38).

5. Случай степенного закона распределения электронов

Выше был рассмотрен случай моноэнергетических электронов, когда все быстрые электроны в слое или оболочке имеют одинаковую энергию, равную γ . Представляет интерес рассмотрение и других возможных энергетических спектров электронов. В первую очередь имеется в виду спектр, характеризующийся степенной зависимостью концентрации быстрых электронов N_e от их энергии E , обычно используемой в физике космических лучей и радиоастрономии:

$$\frac{dN_e}{dE} = K E^{-\alpha}, \quad (4.39)$$

или, переходя к безразмерной энергии γ ,

$$\frac{dN_e}{d\gamma} = K (mc^2)^{1-\alpha} \gamma^{-\alpha}. \quad (4.40)$$

Этот спектр имеет предел со стороны малых энергий (при $\gamma = \gamma_m$). Со стороны же высоких энергий такого предела нет ($\gamma \rightarrow \infty$). Очевидно, не все электроны могут принять участие в неупругих взаимодействиях при их столкновении с фотонами; электроны, для которых $\gamma < 1$, могут вызвать только обычное томсоновское рассеяние без изменения частоты фотона. Проблема сводится поэтому к решению смешанной задачи, когда часть электронов с $\gamma > 1$ вызывает обратный комптон-эффект, а часть, для которых $\gamma < 1$, — только нейтральное рассеяние. Однако, во избежание введения новых параметров, ограничимся решением задачи для случая $\gamma_{пр} = 1$.

Выражение для объемного коэффициента излучения в этом случае имеет следующий вид [1]:

$$\mathcal{E}_\nu = K \frac{\alpha_s}{8\pi} e^{-\tau} (mc^2)^{1-\alpha} x^{-\frac{\alpha-3}{2}} \int_0^x B_u(T) u^{\frac{\alpha-5}{2}} du, \quad (4.41)$$

где $x = h\nu/kT$, $u = h\nu_0/kT$, $B_u(T)$ — планковская функция с заменой ν_0 на u . Подставляя (4.41) в (4.2) и решая полученное уравнение переноса для нашей простейшей схемы (рис. 4.1), найдем для интенсивности выходящего из слоя быстрых электронов излучения

$$J_\nu(\tau, \gamma, T) = A_\nu(\tau, \gamma, \alpha) B_\nu(T), \quad (4.42)$$

где

$$A_\nu(\tau, \gamma, \alpha) = \left\{ 1 + \delta \tau (e^x - 1) x^{-\frac{\alpha+3}{2}} \int_{x_0}^x \frac{u^{\frac{\alpha+1}{2}} du}{e^u - 1} \right\} e^{-\tau}, \quad (4.43)$$

$$\delta = \frac{\alpha - 1}{4\pi} \gamma_m^{\alpha-1}.$$

Анализ формулы (4.43) показывает, что для холодных звезд $A_\nu > 1$ в области фотографических и ультрафиолетовых лучей и $A_\nu < 1$ в инфракрасных лучах. Иначе говоря, и при энергетическом спектре электронов типа $N_e \sim \gamma^{-\alpha}$ будем иметь увеличение блеска звезды в U - и V -лучах.

Однако, как показывают количественные сопоставления, быстрые электроны с энергетическим спектром $\gamma^{-\alpha}$ не могут обеспечить очень низких значений показателей цвета, часто наблюдаемых при сильных вспышках. Такой спектр, оказывается, не может обеспечить также наблюдаемые потоки радионизлучения во время ных вспышек (см. гл. 14). В случае вспыхивающих звезд степенной спектр электронов кажется менее приемлемым.

6. Быстрые электроны с гауссовым распределением

Для полноты рассмотрим случай, когда энергетический спектр быстрых электронов имеет вид кривой нормального (гауссова) распределения случайных величин,

$$n_e(\gamma) = n_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}\sigma} e^{-\left(\frac{\gamma-\gamma_0}{\sigma}\right)^2}, \quad (4.44)$$

где γ_0 — средняя энергия электронов, σ — безразмерная дисперсия в величинах γ , а n_0 — полное количество быстрых электронов в единице объема с энергией от нуля до бесконечности.

Распределение (4.44) интересно тем, что очень часто энергетический спектр β -электронов — продуктов распада некоторых неустойчивых атомных ядер (β -распад) представляется кривой, достаточно сходной с кривой нормального распределения. Поэтому рассмотрение спектра типа (4.44) может пролить некоторый свет на сам механизм генерации или выделения быстрых электронов во внешних областях атмосферы звезды.

Формально спектр (4.44) занимает промежуточное положение между двумя крайними случаями, рассмотренными выше (рис. 4.4). При очень малых значениях σ ($\sigma \rightarrow 0$) спектр (4.44) приближается к случаю моноэнергетических электронов ($\gamma = \text{const}$), а при очень больших значениях σ ($\sigma \rightarrow \infty$) $n_e(\gamma)$ становится слабо чувствительным к γ и в конечном счете приближается к степенному закону ($\gamma^{-\alpha}$).

Решение уравнения переноса в случае энергетического спектра типа (4.44) и для простейшей схемы (рис. 4.1) приводит к следующим результатам.

Для потока направленного наружу излучения и на внешней границе слоя

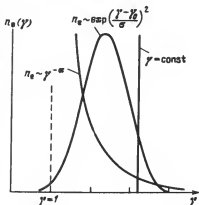


Рис. 4.4. Три типа энергетического спектра быстрых электронов, рассмотренных в тексте (схема): моноэнергетический ($\gamma = \text{const}$), степенной ($\sim \gamma^{-\alpha}$) и гауссово распределение.

Т а б л и ц а 4.3. Числовые значения функции $\Phi_x(\gamma_0, \sigma)$

x	$\gamma_0 = 2$		$\gamma_0 = 3$	
	$\sigma = 1$	$\sigma = 2$	$\sigma = 1$	$\sigma = 2$
0,5	0,861	1,967	0,455	0,974
0,6	0,703	0,976	0,376	0,799
0,7	0,590	0,819	0,319	0,674
0,8	0,505	0,701	0,276	0,580
0,9	0,440	0,610	0,243	0,507
1,0	0,388	0,537	0,217	0,449
1,2	0,310	0,429	0,177	0,362
1,4	0,255	0,352	0,149	0,301
1,6	0,214	0,295	0,128	0,255
1,8	0,182	0,252	0,112	0,220
2,0	0,157	0,217	0,099	0,192
3,0	0,085	0,118	0,060	0,110
4	0,0527	0,0736	0,0410	0,0722
5	0,0349	0,0494	0,0300	0,0510
6	0,0243	0,0351	0,0229	0,0378
7	0,0178	0,0259	0,0180	0,0291
8	0,0131	0,0198	0,0145	0,0230
10	0,00765	0,0121	0,0097	0,0151
12	0,00476	0,0080	0,0069	0,0106
14	0,00308	0,0056	0,0051	0,0078
16	0,00208	0,0041	0,0038	0,0059
18	0,00142	0,0030	0,0028	0,0046
20	0,00102	0,0023	0,0022	0,0036

из быстрых электронов имеем

$$H_\nu(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = C_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) B_\nu(T). \quad (4.45)$$

Для потока направленного внутрь (в сторону звезды) излучения имеем (при $\tau = 0$)

$$H'_\nu(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = G_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) B_\nu(T). \quad (4.46)$$

В этих выражениях

$$C_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = \left[1 + \frac{\tau}{2\pi\sqrt{\pi}\sigma} (e^x - 1) \Phi_x(\gamma_0, \sigma) \right] e^{-\tau}, \quad (4.47)$$

$$G_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = \frac{\tau}{2\pi\sqrt{\pi}\sigma} (e^x - 1) \Phi_x(\gamma_0, \sigma) e^{-\tau}, \quad (4.48)$$

где $x = h\nu/kT$ и

$$\Phi_x(\gamma_0, \sigma) = \int_1^\infty \frac{e^{-\left(\frac{\gamma-\gamma_0}{\sigma}\right)^2}}{e^{x/\gamma^2} - 1} \frac{d\gamma}{\gamma^4}. \quad (4.49)$$

Числовые значения функции $\Phi_x(\gamma_0, \sigma)$ в интервале от $x = 0,5$ до $x = 20$ и для двух значений параметров σ и γ_0 приведены в табл. 4.3.

В частном случае, когда $\sigma \rightarrow 0$ и поэтому $\gamma \rightarrow \gamma_0$, будем иметь из (4.47)

$$C_x(\tau, \gamma_0, T) = \left[1 + \frac{1}{4\pi\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} \tau \right] e^{-\tau}.$$

Это выражение, как и следовало ожидать, совпадает с (4.8), выведенным для случая моноэнергетических электронов.

Аналогичным путем найдем соответствующие выражения взамен (4.32) и (4.34) для случая реальной фотосферы (рис. 4.2):

$$C_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = E_4(\tau) + \frac{3}{\sqrt{\pi}\sigma} (e^x - 1) \Phi_x(\gamma_0, \sigma) F_1(\tau), \quad (4.50)$$

$$G_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T) = \frac{3}{\sqrt{\pi}\sigma} (e^x - 1) \Phi_x(\gamma_0, \sigma) F_2(\tau), \quad (4.51)$$

где функции $F_1(\tau)$ и $F_2(\tau)$ по-прежнему задаются формулами (4.29) и (4.30). Числовые значения функции $C_x(\tau, \gamma_0, \sigma, T)$ для ряда значений длин волн и температуры звезды приведены в табл. 4.4.

Анализ формулы (4.45) показывает (см. последующие главы), что в случае гауссова распределения электронов основные параметры вспышки — показатель цвета и амплитуда повышения блеска — оказываются как раз в тех пределах, которые наиболее характерны для вспыхивающих звезд. Такая же картина наблюдается в случае моноэнергетических электронов. В этом отношении оба эти распределения становятся равноценными, и вопрос о том, являются ли быстрые электроны моноэнергетическими или же они представлены нормальным распределением, не так уж существен.

Однако сама форма энергетического спектра электронов имеет прямое отношение к природе их происхождения или к механизму их генерации. Поэтому в дальнейшем правильнее будет исходить из более общего до-

Т а б л и ц а 4.4. Числовые значения функции $C_\lambda(\tau, \gamma_0, T)$ в случае гауссова распределения быстрых электронов при $\gamma_0 = 3$, $\sigma = 2$ (формула (4.50))

$\lambda,$ А	$T = 2800 \text{ К (M5)}$			$T = 3600 \text{ К (M0)}$			$T = 4200 \text{ К (K5)}$		
	τ			τ			τ		
	1	0,1	0,01	1	0,1	0,01	1	0,1	0,01
3000	8881	4265	531	326	157	20,4	69,5	34,1	5,1
4000	221	107	33	21,7	11,2	2,3	7,15	4,17	1,40
5000	27,4	13,9	18,3	4,7	3,0	1,25	2,08	1,74	1,09
6000	7,1	4,2	1,4	1,83	1,62	1,08	1,05	1,24	1,03
7000	2,9	2,1	1,14	1,05	1,24	1,03	0,71	1,08	1,01
10000	0,8	1,12	1,02	0,51	0,98	1,00	0,43	0,95	0,99

пушения, когда закон распределения числа электронов по энергиям представляется кривой нормального распределения с дисперсией σ , частным случаем которого (при $\sigma \rightarrow 0$) является ансамбль из моноэнергетических электронов.

7. Эффект отражения

Наиболее жесткое преобразование происходит при лобовой встрече электронов, движущихся в сторону звезды, навстречу фотонам, исходящим из фотосферы. Вместе с тем эти жесткие фотоны будут направлены в сторону звезды, а само преобразование частоты фотона осуществляется не по закону $\nu = \gamma^2 \nu_0$, а по закону $\nu = 4\gamma^2 \nu_0$ (верхняя схема на рис. 3.3). В частности, исходящий из фотосферы плазменный спектр излучения с максимумом на $\sim 10000 \text{ \AA}$ (при $T 2800 \text{ K}$) будет "повернут" после переработки быстрыми электронами в сторону звезды с существенно сдвинутым спектром, максимум которого будет находиться теперь на $\sim 250 \text{ \AA}$ (при $\gamma^2 = 10$).

Падающее извне на фотосферу переработанное таким образом излучение в свою очередь будет отражаться обратно, в сторону наблюдателя. Так возникает понятие об "эффекте отражения" для света вспышки, аналогично эффекту отражения в случае тесных звездных пар. Однако последствия этого эффекта в случае вспышки могут оказаться гораздо сложнее, чем в случае взаимного облучения тесных пар. В случае вспыхивающей звезды ее фотосфера будет облучена очень жестким излучением, вследствие чего произойдет резкое повышение степени ионизации в ней, что эквивалентно повышению температуры поверхностных слоев звезды. Однако исходное состояние, надо полагать, может быть восстановлено практически мгновенно — за время $0,1 \div 0,01 \text{ с}$ после "гашения" вспышки.

Нас интересует относительный рост блеска звезды, вызванный указанным эффектом. Продолжая аналогию с тесными парами [3], мы можем написать для избыточного излучения i , вызванного эффектом отражения,

$$i = \frac{L}{L_*} \left(\frac{r}{r_*} \right)^2, \quad (4.52)$$

где L_* и r_* — светимость и радиус звезды, L — "светимость" вспышки, r — расстояние очага вспышки над фотосферой. Из этого соотношения следует, что при вспышке, происходящей, например, на расстоянии $r = r_*$ и с энергией, эквивалентной светимости самой звезды ($L = L_*$), наблюдаемый "поток вспышки" будет $i = 1$, т.е. светимость звезды в момент вспышки просто удваивается.

Ситуация, таким образом, довольно любопытная: к наблюдателю доходит, оказывается, не только свет, исходящий непосредственно из очага вспышки и направленный прямо в сторону наблюдателя, но и свет, направленный обратно от него — в сторону звезды. Иначе говоря, свет вспышки "не теряется", он так или иначе доходит до наблюдателя.

Заметим, что в случае изотропии электронов по направлениям учет эффекта отражения в идеальном случае ("зеркальное" отражение) может привести к повышению амплитуды вспышки при прочих равных условиях на $0^m,75$.

Однако в дальнейшем мы будем считать, что в случае "облако спереди" все переработанное излучение направлено только в сторону звезды и что составляющая этого излучения в сторону наблюдателя просто отсутствует. Что касается направленного в сторону звезды переработанного излучения, то: а) наиболее жесткая его составляющая (короче 100 Å) доберется до фотосферы, где она вызовет кратковременное возмущение; б) менее жесткая составляющая (короче 1000 Å) будет поглощаться почти целиком в хромосфере, вызывая там длительное возмущение (см. гл. 9 и 10); в) обычный же свет, проходя беспрепятственно через всю корону и хромосферу звезды, добирается до ее фотосферы с последующим почти чистым отражением от нее. Именно последнее обстоятельство и делает вариант "облако спереди" эквивалентным варианту "облако сбоку" с той разницей, что преобразованное излучение в первом случае идет к наблюдателю не непосредственно, а как бы с запаздыванием — после отражения от звезды.

8. Оболочка из быстрых электронов вокруг звезды

Появление быстрых электронов над фотосферой звезды представляется следующим образом. Вначале выносятся или выбрасываются из недр звезды наружу сгустки внутризвездного вещества неизвестного нам состава. Затем, согласно нашей концепции, из этого вещества выделяются быстрые электроны. Мы полагаем, что выделение быстрых электронов происходит в результате β -распада некоторых неустойчивых ядер; подобно на этом вопросе остановимся в гл. 18. Однако на данном этапе рассмотрения проблемы этот вопрос можно и не поднимать.

Характер и скорость выделения быстрых электронов из этой материи при всех вспышках и у всех вспыхивающих звезд одни и тот же. Однако в зависимости от продолжительности выброса или истечения внутризвездного вещества, а также первоначальной скорости выброса очаг распада может оказаться ближе или дальше от поверхности звезды.

Если очаг распада носит пятнистый характер, т.е. экранирует лишь некоторую часть поверхности звезды (обозначим эту часть через y), то наблюдаемый поток излучения H_ν^* , очевидно, представится в виде суммы комптоновского (нечислового) и нормального (теплового) излучений звезды:

$$H_\nu^* = yH_\nu(\tau, \gamma, T) + (1 - y)B_\nu(T). \quad (4.53)$$

Однако реальная картина представляется нам несколько иначе. Дело в том, что появившиеся на некотором расстоянии от поверхности звезды быстрые электроны хотя и мчатся практически со скоростью света во все стороны, в конце концов будут перехвачены магнитным полем звезды и ее активных областей. В результате звезда очень быстро окажется окруженной на некоторое время некоей оболочкой из быстрых электронов. Вместе с тем будет неизбежна и диффузия электронов. В результате "мгновенная" оболочка будет удаляться от звезды с некоторой скоростью.

Таким образом, если исходить из изложенной концепции, вспышку мы должны наблюдать даже в случае, если выброс первичной материи произойдет с обратной стороны звезды. В этом смысле сама вспышка перестает носить локальный характер — она охватывает всю звезду. Поэтому в дальнейшем в (4.53) нами будет принято $y = 1$.

9. Применение к двойным звездам

С точки зрения гипотезы быстрых электронов двойные звезды представляют собой идеальную систему для возбуждения оптической вспышки.

Дело в том, что в случае одиночной звезды только малая часть быстрых электронов, выделяемых в "очаге" на некотором расстоянии от звезды (рис. 4.5), будет направлена навстречу идущим от звезды фотонам, лобовое или почти лобовое столкновение с которыми порождает наиболее жесткие комптоновские фотоны. Между тем в случае двойных систем очаг выделения быстрых электронов той же мощности, что и в первом случае, может привести к значительно более сильному эффекту, чем в случае одиночной звезды. Рис. 4.6 наглядно поясняет сказанное. Один и тот же очаг выделения быстрых электронов, появившийся между двумя звездами, будет действовать почти с одинаковой эффективностью в отношении фотонов, испускаемых обеими звездами — А и В.

Количественное рассмотрение проблемы в случае двойной звезды — задача гораздо более сложная. Здесь трудно предсказать, даже качественно, возможное поведение быстрых электронов в магнитных полях обеих звезд. Однако кое-какие закономерности общего характера наметить все-таки можно. В частности:

а) частота вспышек в случае двойных звезд должна быть больше, чем частота вспышек в случае одиночных звезд;

б) самые мощные по абсолютной величине энергии вспышки следует ожидать у двойных систем;

в) в случае двойных систем иногда могут появиться неправильности в кривой блеска в виде вторичных или даже повторных максимумов с убывающими интенсивностями.

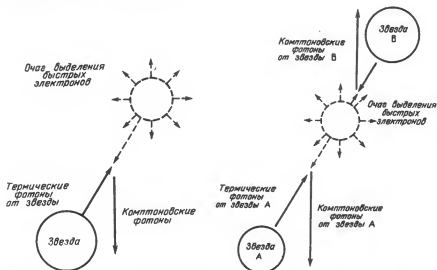


Рис. 4.5. Возбуждение комптоновского излучения (соударение тепловых фотонов звезды с быстрыми электронами) в случае одиночной звезды

Рис. 4.6. Возбуждение комптоновского излучения в случае двойной звездной системы

10. Вспышка на обратной стороне звезды

Очаг вспышки — область выделения быстрых электронов — может оказаться также на обратной стороне звезды относительно наблюдателя. В некоторых случаях такие заэкранированные телом звезды вспышки могут оказаться доступными наблюдениям. Прежде всего, когда вспышка мощная: с развитием и распространением такой вспышки сверх размеров звезды она станет обнаруживаемой и с передней стороны звезды, со стороны наблюдателя, спустя некоторое время после начала. Световая кривая такой вспышки будет характеризоваться относительно медленным подъемом до максимума. Иным будет и спектральный состав излучения — почти однокомпонентный, а именно, непрерывная эмиссия со слабой эмиссией в линиях. Назовем такие вспышки вспышками "типа N". В случае же слабой вспышки на обратной стороне, когда ее развитие не достигает размеров звезды, картина будет иная: возбужденная на обратной половине хромосфера тут же перейдет в состояние высвечивания главным образом в эмиссионных линиях, и это излучение затем, диффундируя по всей хромосфере, может перейти на переднюю половину звезды по краям ее диска. Световая кривая и в этом случае будет характеризоваться медленным подъемом до максимума, очень мала будет и амплитуда на максимуме блеска. Но по спектральному составу излучение вспышки будет резко отличаться от первого случая; оно будет представлено почти исключительно эмиссией в линиях и в обычных континуумах, почти без непрерывной эмиссии. В этом случае речь будет идти о вспышках "типа Q".

Таким образом вспышки типов N и Q отличаются друг от друга прежде всего спектральным составом излучения: почти целиком непрерывная эмиссия в первом случае и почти одни эмиссионные линии — во втором. Разные будут у них и амплитуды вспышек — как большие, так и небольшие в случае типа N, и только небольшие в случае типа Q. Общее же между ними — начальная фаза вспышки (быстрый подъем блеска) будет заэкранирована звездой и посему не может быть наблюдаена.

Вспышки типов N и Q — проблема особая с точки зрения их теоретической трактовки. Такие вспышки могут иметь отношение, с одной стороны, к медленным вспышкам, какие иногда наблюдаются в агрегатах (см. гл. 12, § 19), с другой — к слабым вспышкам типа "спика", какие часто наблюдаются у звезд типа UV Cet (гл. 1). Поэтому дальнейшее изучение таких вспышек должно представить определенный интерес. Это относится прежде всего к постановке специальных наблюдений и выработке критериев, по которым можно будет отличить и выделить вспышки, имевшие место на обратной стороне звезды, среди обычных вспышек.

11. Звездные атмосферы, состоящие из смеси тепловых и быстрых электронов

Рассмотрим следующую задачу. Пусть в атмосфере некоей звезды имеются тепловые электроны в таком количестве, что оптическая толща среды для процессов томсоновского рассеяния станет порядка или больше единицы. Предположим, далее, что в такой среде появляются каким-то образом быстрые электроны в количестве гораздо меньшем, чем тепловые электроны. При таких условиях фотон будет испытывать многократные

рассеяния на тепловых электронах без изменения частоты. Благодаря этому увеличится продолжительность пребывания фотона в среде, и тем самым увеличится вероятность его встречи с быстрым электроном. Так может осуществиться переход определенного количества длинноволновых фотонов в область коротких волн при значительно меньшем количестве "рабочих", т.е. быстрых электронов, чем в случае, когда среда состоит целиком из быстрых электронов.

Большая концентрация тепловых электронов свойственна атмосферам горячих звезд — класса O; типа Вольфа—Райе, ядер планетарных туманностей, белых карликов и т.д. Сравнительно небольшая примесь быстрых электронов в атмосферах этих звезд может привести к заметному усилению коротковолновых концов их непрерывных спектров за счет новых фотонов комптоновского происхождения. Поскольку в то же время максимум планковского излучения у таких звезд находится в области $\sim 1000 \text{ \AA}$, наличие быстрых электронов с $\gamma^2 \sim 10$ в их атмосферах может привести к возникновению второго максимума, даже протяженного, в области от $\sim 25 \text{ \AA}$ до $\sim 100 \text{ \AA}$, т.е. в области мягкого рентгена. Этот максимум будет иметь нетепловое происхождение.

Применительно к горячим звездам концепция быстрых электронов может привести к интересным последствиям. Она может объяснить, в частности, происхождение ультрафиолетового эксцесса в их спектрах [4]. Что такой эксцесс существует, в этом не приходится сомневаться. На это указывает факт наличия эмиссионных линий OVI в спектрах ядер некоторых планетарных туманностей [5, 6]. Имеются даже ядра, у которых линии OVI сильнее линий HeII (!). Между тем для пятикратной ионизации атомов кислорода требуется очень жесткое излучение — короче 100 \AA достаточно большой интенсивности. Не менее любопытен факт сильного возрастания (от 20000 К до 80000 К и больше) температуры возбуждения звезд типа Вольфа—Райе с повышением потенциала ионизации иона, по линиям которого определяется температура [7]. С наличием избыточного излучения нетепловой природы в далеком ультрафиолете следует связать, по-видимому, те ядра планетарных туманностей, для которых наблюдения дают положительные показатели цвета [8].

Число объектов с аномально сильным излучением в ультрафиолете стало быстро возрастать, особенно после появления первых результатов внеатмосферной астрономии. Таковыми оказались, в частности, звезды $\lambda \text{ Sco (B0V)}$, SS Cyg , белые карлики Hz 43 и HD 149499 (с эффективной температурой порядка 100 000 К в области 1000–2000 \AA) и даже галактики [9, 10].

Формальная трактовка задачи переноса лучистой энергии через среду, состоящую из смеси тепловых и быстрых электронов, сводится к решению следующего уравнения (в случае моноэнергетических электронов):

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = & -J_\nu + \frac{1-p}{4\pi} B_\nu e^{-\tau} + \frac{p}{4\pi} \gamma^2 B_{\nu_0} e^{-\tau} + \\ & + \frac{1-p}{4\pi} \int J_\nu d\omega + \frac{p}{4\pi} \gamma^2 \int J_{\nu_0} d\omega, \end{aligned} \quad (4.54)$$

где введены следующие обозначения:

$$p = \frac{n_e}{N_e + n_e}, \quad \nu_0 = \nu/\gamma^2,$$

n_e и N_e — концентрации тепловых и быстрых электронов соответственно.

В отличие от рассмотренных выше случаев здесь учет диффузного компонента при решении уравнения переноса обязателен, так как согласно постановке задачи $\tau \gtrsim 1$.

Очевидно, при очень больших концентрациях тепловых электронов n_e (например, в фотосферах белых карликов) преобладающим процессом будет тормозное излучение (ионизационные потери) быстрых электронов. Количественно условие, при котором обратный комптон-эффект еще может преобладать над тормозным излучением, можно представить в следующем виде:

$$n_e < \frac{\sigma_s \gamma^2}{\sigma(\gamma)} \rho_\Phi, \quad (4.55)$$

где ρ_Φ — концентрация фотонов в среде, $\sigma(\gamma)$ — эффективное сечение соударения быстрого электрона с фотоном (см. гл. 8).

Условия (4.55) и $\tau \gtrsim 1$ являются характерными особенностями данной задачи.

Поставленная задача прямого отношения к вспыхивающим звездам не имеет. Она может стать предметом специального и интересного исследования применительно к горячим звездам.

12. Учет отклонения излучения звезды от планковского распределения

При выводе формул этой главы, дающих спектральное распределение излучения звезды во время вспышки, для спектрального распределения фотосферного излучения звезды в ее спокойном, вне вспышки, состоянии был принят закон Планка. Однако, коль скоро речь идет о таких заведомо нестационарных объектах, какими являются вспыхивающие звезды, реальное распределение их излучения как в оптическом (UBV), так и, в особенности, в инфракрасном диапазоне может отличаться от планковского. В то же время при сопоставлении наблюдаемых параметров вспышки (амплитуд, показателей цвета и пр.) с теорией это обстоятельство может иметь существенное значение.

Пусть безразмерные коэффициенты K_λ и K_{λ_0} характеризуют степень отклонения истинного распределения от планковского на волнах λ и $\lambda_0 (= \gamma^2 \lambda)$ соответственно. Тогда мы будем иметь, например, взамен (4.31) для спектрального распределения интенсивности излучения звезды в момент ее вспышки

$$H_\lambda(\tau) = B_\lambda(0) \left[K_\lambda E_4(\tau) + K_{\lambda_0} \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^x/\gamma^2 - 1} F_1(\tau) \right]. \quad (4.56)$$

Из этого соотношения следует, что для нахождения интенсивности излучения во время вспышки, например, в V -лучах ($\lambda_{\text{эф}} = 0,55$ мкм) мы должны знать, как минимум, значения двух коэффициентов: $K_{0,55}$

и $K_{5,5}$ (при $\gamma^2 = 10$). А всего для нахождения интенсивностей в UBV -лучах надо иметь числовые величины шести коэффициентов.

Другая форма нахождения интенсивности излучения во время вспышки предполагает знание реальных величин потоков невозмущенной звезды как в видимой области $H_\lambda(0)$, так и в инфракрасной $H_{\lambda_0}(0)$. В этом случае имеем

$$H_\lambda(\tau) = H_\lambda(0)E_4(\tau) + \gamma^2 H_{\lambda_0} F_1(\tau), \quad (4.57)$$

где по-прежнему $\lambda_0 = \gamma^2 \lambda$, а τ — параметр вспышки, характеризующий ее мощность.

Соотношение (4.56) играет важную роль при интерпретации результатов колориметрических наблюдений вспыхивающих звезд как типа UV Cet (гл. 7), так и в ассоциациях (гл. 12) и при сопоставлении наблюдаемых цветовых характеристик с теорией. Именно путем подобных сопоставлений и был выявлен такой интересный и исключительно важный факт, как отклонение излучательной способности от планковского распределения в инфракрасной области спектра ($\sim 5-6$ мкм) практически у всех вспыхивающих звезд.

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ВСПЫШКИ

1. Теоретический спектр звезды во время вспышки

В предыдущей главе был выведен закон распределения энергии в непрерывном спектре вспышки в зависимости от энергетических параметров быстрых электронов, их количества и эффективной температуры звезды. В настоящей главе проводится анализ теоретически рассчитанных непрерывных спектров звезд в момент вспышек и сравнение с наблюдениями.

Рассмотрим сперва звезду определенного класса, например M5, с эффективной температурой планковского излучения $T = 2800$ К. Распределение энергии в спектре такой звезды в ее спокойном, вне вспышки, состоянии и в интервале длин волн $2000-10000$ Å изображено жирной линией на рис. 5.1.

Допустим, что над фотосферой такой звезды появились моноэнергетические быстрые электроны в количестве, эквивалентном эффективной оптической толщине $\tau = 1$ для процессов томсоновского рассеяния. Появление быстрых электронов приводит — в результате их неупругого взаимодействия с инфракрасными фотонами нормального излучения звезды (обратный комптон-эффект) — к немедленному росту интенсивности излучения в коротковолновом диапазоне спектра, т.е. к вспышке звезды. Абсолютный рост интенсивности и характер распределения энергии в спектре звезды при этом зависят от величины энергии электронов γ и, в меньшей степени, от их энергетического спектра (почему мы и ограничимся в дальнейшем рассмотрением только моноэнергетических электронов). Это наглядно видно на рис. 5.1: по мере увеличения γ кривые поднимаются все выше и выше, а их максимумы смещаются в сторону более коротких длин волн. При построении этих кривых была использована формула (4.27) (с заменой, однако, H_ν на J_ν):

Для данного спектрального класса звезды существует предел увеличения энергии электронов γ , после чего дальнейший ее рост приводит к спаду интенсивности вспышки в доступной наблюдению области спектра. Для звезд класса M5 или близких к нему предельная энергия быстрых электронов соответствует значению $\gamma^2 \sim 10$ или $\gamma \sim 3$. При значении $\gamma^2 > 10$ кривые распределения энергии смещаются в сторону коротких волн так далеко, что в результате уменьшается относительный рост интенсивности вспышки в U -, B - и V -лучах (рис. 5.2). Физически такой результат вполне понятен; при сравнительно небольших значениях энергии быстрых электронов значительная часть рассеянных фотонов будет сконцентрирована в ближней коротковолновой области спектра. По мере дальнейшего увеличения энергии электронов основная часть рассеянных фотонов будет переброшена в очень далекую коротковолновую область спектра, недоступную наблюдателю.

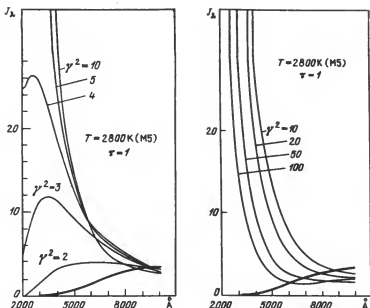


Рис. 5.1. Теоретическое распределение энергии J_λ в спектре вспышки звезды класса M5 в зависимости от энергии быстрых электронов γ . Жирная линия – планковское излучение при $T = 2800$ K.

Рис. 5.2. Теоретическое распределение энергии J_λ в спектре вспышки звезды класса M5 при больших значениях энергии быстрых электронов γ (от $E = 1,5$ МэВ до $E = 5,1$ МэВ). Жирная линия – планковское излучение при $T = 2800$ K.

В приведенном примере была проиллюстрирована стимулирующая роль быстрых электронов в процессе генерации вспышки и одновременно была найдена вероятная величина их энергии: $\gamma \sim 3$, т.е. $E \sim 1,5 \cdot 10^6$ эВ. В дальнейшем эта оценка будет неоднократно обосновываться по данным различных рода наблюдений.

Из рисунков 5.1 и 5.2 следует, кроме того, что повышение интенсивности в коротковолновой части спектра сопровождается, как и следовало ожидать, спадом интенсивности в длинноволновой, инфракрасной, области спектра.

Наконец, индуцированная обратным комптон-эффектом вспышка звезды обладает спектром (рис. 5.1 и 5.2), качественно резко отличающимся от спектра нормальной звезды класса M5. Если обычно у звезд класса M5 происходит монотонный спад интенсивности в сторону коротких волн, то в теоретическом спектре вспышки градиент интенсивности по длине волны уже меняет свой знак; в этом случае происходит, начиная с определенной длины волны, быстрый рост интенсивности в сторону коротких волн. Иначе говоря, во время вспышки звезда синееет.

2. Теоретические спектры звезд разных классов во время вспышки

Форма теоретического спектра звезды во время вспышки зависит, помимо величины энергии быстрых электронов, также от эффективной температуры звезды и мощности вспышки. При этом под мощностью вспышки в дальнейшем будем понимать эффективную оптическую толщину τ слоя из быстрых электронов для процессов томсоновского рассеяния; эта величина пропорциональна суммарной энергии быстрых электронов, появившихся во время вспышки. Оптическая толщина τ входит в качестве параметра во все приведенные выше формулы, дающие теоретические спектры вспышек. В эти формулы входит также эффективная температура излучения фотосферы T . Поэтому представляет интерес рассмотрение свойств теоретических спектров звезды во время вспышки при различных значениях T и τ .

Остановимся сначала на случае моноэнергетических электронов применительно к реальным фотосферам. Распределение энергии в спектре вспышки в этом случае дается формулой (4.38). Здесь и в дальнейшем при вычислениях были приняты не рассчитанные на высокую точность следующие значения для эффективной температуры звезд различных спектральных классов:

Класс	M6	M5	M0	K5	K0	G5
$T_{\text{эф}}, \text{ K}$	2500	2800	3600	4200	4900	5500

На рисунках 5.3, 5.4 и 5.5 приведены теоретические кривые распределения энергии в спектре звезд разных классов, от M6 до K5, во время вспышки. Кривые построены для энергии быстрых электронов, соответствующей $\gamma^2 = 10$ и при значениях τ : 0,1, 0,01, 0,001. Аналогичные кривые для звезд классов K0 и G5 приведены в [1, 2].

На приведенных кривых отчетливо виден рост относительной интенсивности излучения при вспышке, особенно в ультрафиолете. При прочих равных условиях этот рост максимален у звезд класса M6 и быстро уменьшается с переходом к звездам раннего класса. Например, при $\tau = 1$ рост интенсивности на 3400 Å доходит до 6000 раз в случае звезд M6, а у звезд классов M5, M0, K5, K0 и G5 этот рост составляет 1200, 66, 16, 5 и 2,5 раза соответственно.

Резкое уменьшение относительной интенсивности вспышки с переходом от звезд поздних классов к звездам более ранним является одним из основных свойств, вытекающих из гипотезы быстрых электронов. Вместе с тем в этом находит свое выражение зависимость формы непрерывного спектра звезды во время вспышек от ее температуры.

Есть еще один "эффект температуры". Дело в том, что во всех случаях теоретические кривые спектров вспышек пересекают на какой-то длине волны λ_0 кривую планковского распределения излучения невозмущенной звезды. Вспышка в ее обычном понимании, т.е. в смысле повышения блеска по сравнению с нормальным состоянием звезды, имеет место только в области $\lambda < \lambda_0$. В области же $\lambda > \lambda_0$ происходит своего рода "отрицательная вспышка", т.е. спад уровня непрерывного спектра. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен дальше (§ 14, гл. 6), здесь же ограничимся замеча-

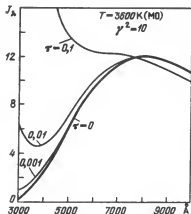
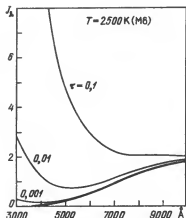


Рис. 5.3. Теоретическое распределение энергии в спектре звезды класса М6 при вспышке, индуцированной быстрыми электронами ($\gamma^2 = 10$), в зависимости от мощности вспышки (J_λ — в произвольных единицах)

Рис. 5.4. Вспышка звезды класса М0 (см. рис. 5.3)

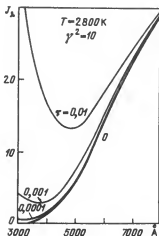
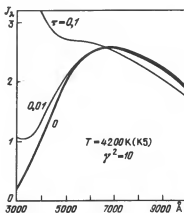


Рис. 5.5. Вспышка звезды класса К5 (см. рис. 5.3)

Рис. 5.6. Структура коротковолновой части спектра звезды М5 при слабых вспышках ($\tau \approx 0,01 + 0,0001$; см. рис. 5.3)

нием, что область "нулевой" амплитуды λ_0 перемещается в сторону коротких волн с повышением эффективной температуры.

Что касается влияния мощности вспышки τ на ее спектр, то оно носит преимущественно количественный характер — чем больше τ , тем больше амплитуда вспышки на данной длине волн. Однако степень чувствительности амплитуды от τ быстро падает с повышением температуры звезды. Так, например, при $\tau = 0,01$ рост интенсивности на $\lambda = 3000 \text{ Å}$ составля-

ет для звезды K0 всего 1,7 раза, в то время как у звезды M6 он доходит до 2600 (!) раз при той же величине τ . Даже при $\tau = 0,0001$ интенсивность на $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ возрастает в 30 раз у звезд класса M6, в то время как у звезд класса K0 этот рост меньше одного процента. Отсюда следует, что в случае звезд класса M5 — M6 повышение блеска в ультрафиолетовых лучах можно будет обнаружить даже при очень слабых по абсолютной мощности вспышках (рис. 5.6), в то время как у звезд классов K5 — K0 оно будет практически незаметным. Этот вывод находится в согласии с тем, что дают наблюдения (§ 2, гл. 2).

3. Спектр чистой вспышки

Рассмотрим еще теоретический спектр чистой вспышки, т.е. спектр излучения вспышки с учетом нормального излучения звезды.

Для нахождения распределения энергии F_ν в спектре дополнительного излучения, появившегося во время вспышки, имеем (в шкале частот)

$$F_\nu = B_\nu(T) (C_\nu - 1), \quad (5.1)$$

где $C_\nu = C_\nu(\tau, \gamma, T)$ дается формулой (4.32) в случае моноэнергетических электронов, либо же формулами (4.43) и (4.50) в случае степенного или гауссова энергетического спектра электронов.

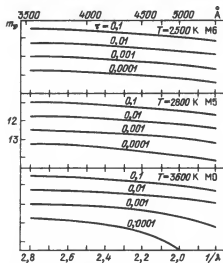


Рис.5.7. Теоретические спектры чистой вспышки (с учетом нормального излучения звезды), обусловленной обратным комптон-эффектом быстрых электронов с $\gamma^2 = 10$, в случае вспышки звезд классов M6, M5 и M0. Интенсивность излучения дана в звездных величинах m_ν в зависимости от частоты ($1/\lambda$)

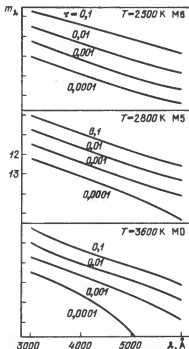


Рис. 5.8. То же самое, что и на рис. 5.7, только интенсивность излучения m_λ дана в зависимости от длины волны

Когда результаты наблюдений представляются в звездных величинах, то для теоретического спектра дополнительного излучения в шкале звездных величин будем иметь

$$\Delta m_p = -2,5 \lg F_p + \text{const.} \quad (5.2)$$

На основе данных табл. 4.2 были найдены теоретические спектры чистой вспышки для ряда значений τ и трех значений эффективной температуры звезды: 2500 К (М6), 2800 К (М5) и 3600 К (М0); результаты представлены в виде графиков зависимости m_p от $1/\lambda$ на рис. 5.7 (цифры на оси m_p условные и обозначают только масштаб и направление изменения m_p).

Вывод, который можно сделать из рис. 5.7, очевиден: обратный комптон-эффект приводит к весьма пологому спектру (в шкале частот) для излучения чистой вспышки (с вычетом излучения звезды) в оптическом диапазоне длин волн (3500 — 6000 Å). Далее, в этом случае теоретический спектр вспышки практически не зависит от τ — мощности самой вспышки, чего и следовало ожидать. Исключение могут составить очень слабые вспышки в случае звезд классов М0 и ранее, когда в области низких частот начинает сказываться отрицательная вспышка.

Если результаты наблюдений — распределение энергии в спектре вспышки — будут представлены в звездных величинах в зависимости от длины волны λ , то желательно иметь для сравнения теоретический спектр чистой вспышки тоже в шкале длин волн. Такой спектр — зависимость интенсивности излучения m_λ от λ — представлен в графической форме на рис. 5.8. Для этого спектра характерен постоянный градиент интенсивности от длины волны в оптическом диапазоне.

4. Непрерывный спектр

Получить спектрограмму звезды в момент вспышки — задача не из легких. Этим следует объяснить сравнительно малое число спектрограмм вспышек, в особенности пригодных для точных измерений.

Было время, когда получение спектрограммы той или иной звезды в момент вспышки носило случайный характер. Почему-то эта "случайность" происходила чаще всего с Джоем: он получил совместно с Хьюмасоном в 1949 г. первую спектрограмму вспышки UV Cet [3], затем первые спектрограммы вспышек YZ CMi, D0 Cep, Ross 614, EQ Peg, V 1216 Sgr [4]. Так же случайно были получены спектрограммы вспышек звезд V 645 Cep [5], DY Dra [6], Wolf 1130 [7], Wolf 359 [8] и т.д.

К сожалению, почти все эти спектрограммы были получены без калибровочных снимков, поэтому по ним можно сделать лишь общие качественные оценки, без измерений, чаще всего касающихся изменений внешней формы и силы эмиссионных линий, а также уровня непрерывного спектра.

Положение резко изменилось, когда к получению спектрограмм звезд в момент их вспышек стали подходить более организованно, с привлечением патрульных средств наблюдений, с созданием специальной аппаратуры и приспособлений. Так, например, в Крымской обсерватории был налажен метод получения спектрограмм звезд в момент их вспышек с использованием электронно-оптических преобразователей с одновременным осуществлением фотозлектрического патруля для улавливания момента появления

вспышки и открытия затвора спектрографа; так были получены и измерения сорок спектрограмм вспышек UV Cet и AD Leo [9, 10].

Существует также метод получения спектрограмм вспышек с использованием специальной камеры с фотопластинкой внутри, медленно перемещающейся перпендикулярно дисперсии спектрографа и благодаря этому фиксирующей все изменения в спектре звезды по ходу экспонирования. Этим методом Кункель получил и измерил серию спектрограмм AD Leo, EV Lac и YZ CMi в момент их вспышек [11, 12]. Этим же методом, но в комбинации с электронно-оптическим преобразователем Моффетт и Бопп [13, 14] получили отличные спектрограммы YY Gem, UV Cet, EV Lac и EQ Peg также в моменты вспышек.

Остановимся на некоторых результатах спектрофотометрических измерений вспышек, ограничиваясь в основном анализом непрерывных спектров; линейчатый спектр будет рассмотрен в гл. 9 и 10, посвященных целиком проблеме возбуждения эмиссионных линий у вспыхивающих звезд.

Прежде всего все наблюдения подтвердили те основные свойства, присущие спектрам вспышек, которые ранее были подмечены Джоном. В частности, в момент вспышки появляется непрерывная эмиссия, усиливающаяся в сторону коротковолнового конца спектра и заливающая нормальную абсорбционную структуру звезды-карлика позднего класса. Далее, наблюдается значительное усиление эмиссионных линий балмеровской серии, заметное расширение самих линий. Несмотря на это, непрерывная эмиссия, как правило, является доминирующей в общем излучении вспышки, а ее продолжительность соизмерима с продолжительностью самой вспышки [12, 15]. Особо отмечается явление быстрого исчезновения непрерывной эмиссии после максимума вспышки, в то время как затухание эмиссионных линий водорода происходит медленнее. По измерениям Кункеля [12] (для одной вспышки YZ CMi) наклон (градиент) кривой спада интенсивности балмеровских эмиссионных линий по времени в два раза меньше (в среднем) наклона спада непрерывной эмиссии.

Последнее обстоятельство следует принять как явное указание на иерархическое происхождение непрерывной эмиссии, в отличие от эмиссионных линий, появляющихся только во время вспышки.

Для одной вспышки EV Lac (11. XII. 1965 г.) полученная Кункелем спектрограмма была обработана до конца, в результате чего удалось построить кривые распределения энергии в спектре до вспышки и во время нее; эти кривые показаны на рис. 5.9. На верхней половине этого рисунка сплошной линией проведена кривая распределения энергии в спектре EV Lac до вспышки, а штриховой линией — кривая плаиковского распределения при $T = 2800$ К. Обращает на себя внимание сильная депрессия в непрерывном спектре в области от 4100 \AA до 4500 \AA , с максимальной глубиной на 4226 \AA , эта депрессия вызвана поглощением нейтральным кальцием.

В нижней половине рис. 5.9 сплошной линией показано распределение энергии в спектре EV Lac во время упомянутой вспышки. Обращают на себя внимание сразу два обстоятельства: существенное усиление непрерывного спектра в коротковолновой части спектра (короче 4500 \AA) и значительное возрастание интенсивности эмиссионных линий. Отчетливо виден

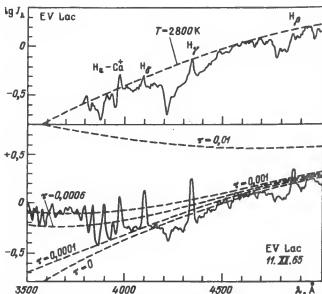


Рис. 5.9. Спектр EV Лас в области 3500–5000 Å до вспышки (вверху) и во время вспышки (внизу). Штриховые линии – теоретические спектры вспыхивающей звезды класса M5 при $\gamma^3 = 10$ и разной мощности вспышки τ

эффект повышения уровня непрерывного спектра между сильными эмиссионными линиями H_δ и H_ϵ , а также между H_γ и H_δ , где других эмиссионных линий не должно быть. На этот факт следует обратить особое внимание; ведь делались все-таки попытки интерпретации усиления непрерывного спектра в коротковолновой части спектра (до бальмеровского скачка) как следствие слияния эмиссионных линий водорода поздних номеров.

Попробуем сопоставить найденное на рис. 5.9 наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре вспышки с тем, что дает теория быстрых электронов. Для этого нужно сначала выделить спектр истинной непрерывной эмиссии, очищенной от эмиссионных линий и континуумов (бальмеровского и частично пашениовского). Эта задача не из легких, если иметь в виду запутанность спектрограммы. Не зная теоретических значений относительных интенсивностей эмиссионных линий, возбужденных в условиях атмосфер вспыхивающих звезд, трудно найти их долю в общей наблюдаемой эмиссии, в особенности в области, короче 3800 Å. К тому же надо иметь в виду, что рассмотренная вспышка EV Lac не из сильных. Поэтому мы здесь ограничимся сравнением теории с наблюдениями в общих чертах.

На рис. 5.9 штриховыми линиями нанесены теоретические кривые распределения энергии в непрерывном спектре звезды класса M5 ($T = 2800\text{ K}$), соответствующие различным значениям τ – от 0,01 до 0,0001. Наилучшее согласие, как видим, достигается при $\tau \sim 0,0006$ или вблизи этого значения, если учесть, что из-за депрессии на 4200 Å, а также на 3800 и 3900 Å спектр звезды в ее нормальном состоянии вообще расходитсся с планковским распределением. Далее, пользуясь приведенными в гл. 6 (§ 1) кривыми,

можно найти теоретические амплитуды, соответствующие значению $\tau = 0,0006$; они получаются равными $\Delta U = 1,4$, $\Delta B = 0,2$ и $\Delta V \approx 0$.

Какова доля эмиссионных линий в общем излучении вспышки? Этот вопрос очень важен, поскольку он связан с механизмом генерации самой вспышки. Специальными измерениями Моффетта и Болпа [14] было установлено, что доля эмиссионных линий в общем излучении вспышки невелика: в B -лучах, например, она составляет от 10% до 20%.

Однако куда важнее следующий факт: указанная доля не постоянна и может меняться от вспышки к вспышке даже у одной и той же звезды. Между тем в случае рекомбинационного происхождения непрерывной эмиссии мы должны были бы иметь постоянное соотношение между обеими составляющими излучения — непрерывной (континуумы серий плюс свободно-свободные переходы) и эмиссионных линий. Поэтому факт колебания указанной доли от вспышки к вспышке может быть интерпретирован опять-таки как доказательство нерекомбинационной природы непрерывной эмиссии.

5. Результаты многоканальной фотометрии

Результаты синхронных многоканальных электрофотометрических измерений звезд во время вспышек следует отнести к числу сведений, дающих важную информацию как о самом спектре вспышки, так и в особенности о его поведении на разных фазах развития вспышки.

В отличие от описанных выше способов получения спектрограмм вспышек, так или иначе дающих лишь усредненную по времени картину спектра, многоканальная электрофотометрия дает возможность как бы снять *мгновенные* картины спектра на всех стадиях вспышки — на восходящей части, на максимуме и на нисходящей части световой кривой. По существу, первый метод обеспечивает высокое спектральное разрешение полученных спектров в ущерб временному, в то время как второй метод обеспечивает высокое временное разрешение в ущерб спектральному. И то и другое крайне нужно для понимания сущности вспышек, поэтому оба метода следует поощрять в одинаковой степени.

Обычная широкополосная UBV электрофотометрия применяется давно при построении световых кривых вспышек. Однако найденные этим путем распределения энергий в спектрах света вспышки не обладают высокой точностью. В таких условиях представляются уникальными электрофотометрические измерения Кодайры и др. [16] в отношении двух вспышек EV Lac, проведенные строго синхронно в пяти диапазонах (каналах) длин волн, от 3300 Å до 6000 Å, с высоким временным разрешением — 0,1 с. Указанные пять каналов центрированы на следующих длинах волн: 3570, 3850, 4170, 4550, 5000 и 5500 Å, эффективные ширины полосы пропускания почти во всех случаях были одинаковыми и равными 370 Å. На рис. 5.10 приведены световые кривые указанные: двух вспышек EV Lac (3. VIII. 1975), одна из которых умеренной мощности, с амплитудой $\Delta m(UV) = 1^m$, 9, а вторая — очень сильная — $\Delta m(UV) = 5^m$, 9.

По результатам этих измерений построены кривые распределения энергий в спектре дополнительного излучения вспышки, с вычетом излучения звезды в нормальном, вне вспышки, состоянии. Эти кривые показаны на рис. 5.11 и 5.12, где интенсивности представлены в звездных величинах

m_p и в зависимости от частоты ($1/\lambda$). Цифры на кривых означают разные фазы развития вспышки как на восходящей части (сплошные линии), так и нисходящей (штриховые линии). Номерами с индексами a и b обозначены максимумы световых кривых.

Наиболее характерной особенностью этих спектров, представленных в шкале частот, является четко выраженная плоская форма в рассмотренном интервале длин волн, а также практическая независимость спектра от мощности вспышки или фазы ее развития. В [16] особо подчеркивается вывод о том, что основная доля излучения вспышки приходится не на эмиссионную составляющую водородных линий, а именно на *непрерывную* эмиссию.

Измерения Кодайры и др., по-видимому, являются достаточно точными и надежными, чтобы оправдать попытки их интерпретации в рамках той или иной теории. По крайнему каналу их электрофотометра, с центром пропускания на 3515 Å (3330–3700 Å), по сравнению с остальными каналами не был зарегистрирован излишек излучения, который мог бы быть обусловлен бальмеровским континуумом, и этот факт является явным указанием на несущественную роль водородной эмиссии при генерации

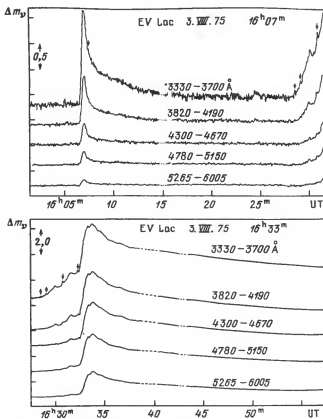


Рис. 5.10. Световые кривые, полученные для двух вспышек EV Lac с помощью пятиканального электрофотометра в диапазоне длин волн 3300–6000 Å [16]

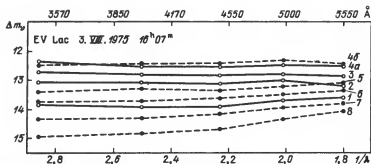


Рис. 5.11. Распределение энергии в спектре света вспышки EV Lac ($16^h 07^m$). Цифры на кривых соответствуют разным моментам развития вспышки. На восходящей части (сплошные линии): 1 – $6^m 33^s$; 2 – $6^m 44^s$; 3 – $6^m 48^s$. На максимуме: 4a – $6^m 53^s$; 4б) $7^m 00^s$. На нисходящей части (штриховые линии): 5 – $7^m 20^s$; 6 – $7^m 42^s$; 7 – $9^m 15^s$; 8 – $11^m 45^s$.

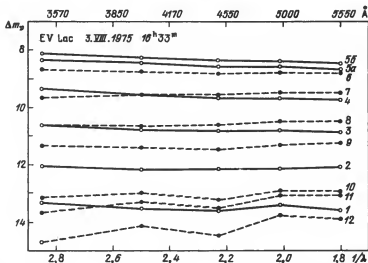


Рис. 5.12. Распределение энергии в спектре света вспышки EV Lac ($16^h 33^m$). На восходящей части: 1 – $30^m 00^s$; 2 – $31^m 33^s$; 3 – $32^m 44^s$; 4 – $32^m 57^s$. На максимуме: 5a – $33^m 21^s$; 5б – $33^m 47^s$. На нисходящей части: 6 – $34^m 28^s$; 7 – $36^m 27^s$; 8 – $43^m 17^s$; 9 – $53^m 06^s$; 10 – $17^h 38^m 13^s$; 11 – $18^h 00^m$; 12 – $18^h 55^m 00^s$.

дополнительного излучения даже во время сильных вспышек (см. рис. 5.10). Вместе с тем эти результаты оказались в полном согласии с выведенным выше (см. рис. 5.7) теоретическим спектром света вспышки, основанным на гипотезе быстрых электронов.

В связи со сделанным выводом представляет интерес вопрос о том, действительно ли плоский спектр (в шкале частот) вспышки характерен только для обратного комптон-эффекта или же качественно такой вид спектра возможен и в случае других процессов, в том числе теплового характера.

По оценке авторов [16] влияние отдельных эмиссионных линий водорода и нонизованного кальция на полученные ими спектры излучения вспышек невелико — от $0^m,01$ до $0^m,1$ по каждому каналу электрофотометра. Поэтому сопоставление теоретических спектров вспышек (рис. 5.7), в которых не был учтен вклад эмиссионных линий, с непосредственно наблюдаемыми спектрами представляется обоснованным.

6. Спектр вспышки в случае гауссова распределения быстрых электронов

Теоретический спектр вспышки в случае гауссова распределения быстрых электронов качественно не отличается от случая, когда вспышка индуцирована моноэнергетическими электронами. Разница между ними только качественная; при одних и тех же значениях энергии быстрых электронов γ_0 и мощности вспышки τ кривые распределения интенсивности в спектре вспышки при гауссовом распределении проходят чуть выше кривых, соответствующих случаю моноэнергетических электронов, и в силу этого амплитуды вспышек в U - и B -лучах при гауссовом распределении оказываются несколько больше. Что касается амплитуды вспышек в V -лучах, то здесь положение несколько иное.

Спектр звезды во время вспышки, как было отмечено выше, характеризуется также параметром λ_0 — областью нулевой амплитуды. Для звезд класса M5 — M6 эта область находится в инфракрасном диапазоне ($\geq 8500 \text{ \AA}$), независимо от энергетического спектра быстрых электронов. Отсюда следует, что в случае звезд M5 — M6 сам тип энергетического спектра электронов не оказывает качественного влияния как на характер спектра вспышки, так и на величины амплитуды в V -лучах.

Иначе обстоит дело в случае вспышек звезд класса K5. Зона нулевой амплитуды у обоих типов энергетических спектров электронов находится в фотовизуальной области спектра — на 5400 \AA и 6100 \AA соответственно. При переходе от одного типа энергетического спектра электронов к другому происходит качественное изменение с самой амплитудой в V -лучах, а именно, амплитуда становится отрицательной в случае моноэнергетических электронов и положительной — в случае гауссова распределения. В первом случае будем иметь отрицательную вспышку в V -лучах, во втором — положительную.

Таким образом, в случае звезд класса K5 знак амплитуды ΔV становится чувствительным к типу энергетического спектра быстрых электронов. Это обстоятельство можно использовать для нахождения вероятного типа энергетического спектра электронов; для этого достаточно знать из наблюдений знак амплитуды вспышки в V -лучах. Наблюдения же дают *положительную* величину для амплитуды вспышек в V -лучах для звезд класса K5.

Итак, анализ теоретических кривых распределения энергии в случае вспышек звезд класса M5 дал нам возможность найти вероятную величину энергии быстрых электронов; она оказалась порядка $\gamma \sim 3$. Такой же анализ, проведенный на этот раз в отношении звезд класса K5, привел к нахождению вероятного типа энергетического спектра быстрых электронов. Этот спектр оказался во всяком случае не моноэнергетическим и характеризуется распределением, даваемым гауссовой кривой.

АМПЛИТУДЫ ЯРКОСТИ ВСПЫШЕК

1. Теоретические амплитуды вспышек

Настоящая глава посвящена определению, на основе гипотезы быстрых электронов, теоретических амплитуд вспышек в фотометрической системе UBV и их сравнению с наблюдениями. При этом под амплитудой вспышки подразумевается рост блеска звезды во время вспышки, т.е. в момент появления быстрых электронов над ее фотосферой ($\tau > 0$) по сравнению с блеском в ее нормальном состоянии, когда электроны эти отсутствуют ($\tau = 0$). Числовые значения амплитуд вспышек ΔU , ΔB и ΔV в системе UBV находятся с помощью следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \Delta U &= m_U(0) - m_U(\tau) = 2,5 \lg \frac{U}{U_0}, \\ \Delta B &= m_B(0) - m_B(\tau) = 2,5 \lg \frac{B}{B_0}, \\ \Delta V &= m_V(0) - m_V(\tau) = 2,5 \lg \frac{V}{V_0}, \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} U &= \int J_\lambda(\tau, \gamma, T) U_\lambda d\lambda; & U_0 &= \int B_\lambda(T) U_\lambda d\lambda, \\ B &= \int J_\lambda(\tau, \gamma, T) B_\lambda d\lambda; & B_0 &= \int B_\lambda(T) B_\lambda d\lambda, \\ V &= \int J_\lambda(\tau, \gamma, T) V_\lambda d\lambda; & V_0 &= \int B_\lambda(T) V_\lambda d\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

В этих соотношениях числовые значения функции $J_\lambda(\tau, \gamma, T)$ в зависимости от параметров τ , γ и T берутся из гл. 4, $B_\lambda(T)$ — функция Планка при заданной эффективной температуре звезды, а U_λ , B_λ и V_λ — относительные чувствительности ("кривые реакции") ультрафиолетового, фотографического и фотовизуального диапазонов в системе UBV . В дальнейших вычислениях будут использованы числовые значения этих коэффициентов, данные Джонсоном и Морганом [1]. В табл. 6.1 приведены принятые числовые величины для U_λ , B_λ и V_λ в произвольной шкале.

Определение числовых значений ΔU , ΔB и ΔV производится для разных случаев энергетического спектра быстрых электронов.

Моноэнергетические электроны. В табл. 6.2 приведены величины теоретических амплитуд вспышек в U -, B - и V -лучах, рассчитанные для простейшей схемы — одномерной задачи (формулы (4.7) и (4.8)) — при $T = 2800$ К. Амплитуды рассчитаны для значения γ^2 от 2 до 50 и при двух значениях эффективной оптической толщи: $\tau = 1$ и $\tau = 0,1$.

Данные, приведенные в табл. 6.2, позволяют сделать ряд интересных выводов:

Т а б л и ц а 6.1. Принятые значения коэффициентов чувствительности в системе UBV

$\lambda, \text{\AA}$	U_λ	B_λ	V_λ	$\lambda, \text{\AA}$	U_λ	B_λ	V_λ
3000	1,20			5000		2,65	2,10
3200	5,00			5200		1,25	5,55
3400	7,55			5400		0,40	5,85
3600	8,10			5600			4,85
3800	5,90	0,80		5800			3,50
4000	0,70	7,00		6000			2,30
4200		7,55		6200			1,40
4400		7,00		6400			0,55
4600		5,85		6600			0,20
4800		4,25					

1. Во всех случаях, независимо от величины энергии быстрых электронов и их эффективного количества, т.е. независимо от мощности вспышек, строго выполняется условие

$$\Delta U > \Delta B > \Delta V.$$

Этот результат можно сформулировать иначе: выходящее из слоя быстрых электронов излучение становится голубее излучения, падающего на внутреннюю его границу.

2. Уже при довольно небольших величинах энергии быстрых электронов, $\gamma \sim 2-3$ ($E \sim 1 \div 1,5 \cdot 10^6$ эВ), теоретическая амплитуда достигает нескольких звездных величин: до 3^m в фотографических лучах и до $5-6^m$ — в ультрафиолетовых.

3. Для заданных T и τ амплитуда максимальна при $\gamma^2 \sim 10$. При $\gamma^2 > 10$ амплитуда вспышки в визуальной области уменьшается с увеличением γ .

Вывод о том, что максимум амплитуды мы имеем при $\gamma^2 \sim 10$, справедлив, как увидим дальше, для достаточно широких пределов значений T и для любых значений τ (меньше единицы).

Таким образом, уже в этой простейшей — одномерной — задаче выявились наиболее важные свойства взаимодействия быстрых электронов

Т а б л и ц а 6.2. Теоретические амплитуды вспышек ΔU , ΔB , ΔV . в одномерной задаче ($T = 2800$ К)

γ^2	$\tau = 1$			$\tau = 0,1$		
	ΔU	ΔB	ΔV	ΔU	ΔB	ΔV
2	$2^m,5$	$1^m,0$	$0^m,1$	$1^m,3$	$0^m,4$	$0^m,1$
3	4,3	2,2	0,7	2,8	1,0	0,3
5	5,4	2,8	1,0	3,8	1,5	0,4
10	6,9	2,9	0,9	4,2	1,6	0,4
20	5,4	2,5	0,5	3,9	1,3	0,2
50	4,7	1,8	- 0,05	3,2	0,8	0,04

Таблица 6.3. Теоретические амплитуды ΔU , ΔB , ΔV в зависимости от мощности вспышки (τ) для звезд классов М6 – G5. Моноэнергетические электроны с $\gamma^2 = 10$

T, K	Амплитуда вспышки	τ				
		1	0,1	0,01	0,001	0,0001
2500 (М6)	ΔU	$8^m,8$	$8^m,0$	$5^m,7$	$3^m,3$	$1^m,2$
	ΔB	5,6	4,8	2,6	0,8	0,1
	ΔV	3,2	2,5	0,8	0,12	0,01
2800 (М5)	ΔU	7,2	6,4	4,2	1,9	0,4
	ΔB	4,4	3,6	1,6	0,32	0,04
	ΔV	2,3	1,6	0,4	0,05	0
3600 (М0)	ΔU	4,2	3,5	1,5	0,3	0,03
	ΔB	2,1	1,5	0,4	0,04	0
	ΔV	0,6	0,5	0,08	0	0
4200 (K5)	ΔU	2,8	2,1	0,6	0,08	0,01
	ΔB	1,1	0,8	0,1	0,01	0
	ΔV	-0,1	0,2	0,03	0	0
4900 (K0)	ΔU	1,6	1,1	0,2	0,02	0
	ΔB	0,2	0,3	0,05	0	0
	ΔV	-0,6	0,02	0	0	0
5500 (G5)	ΔU	0,8	0,6	0,1	0,01	0
	ΔB	-0,2	0,14	0,02	0	0
	ΔV	-0,8	-0,04	0	0	0

с планковским излучением при значениях температур, соответствующих фотосферным излучениям карликовых звезд поздних классов.

Реальные фотосферы. В этом случае излучение падает на внутреннюю границу слоя из быстрых электронов под разными углами (см. рис. 4.2). Интенсивность выходящего из слоя излучения определяется формулой (4.31), а числовые значения коэффициентов $C_\lambda(\tau, \gamma, T)$ приведены в табл. 4.2 (формула (4.32)). Эти данные позволяют с помощью формул (6.1) вывести теоретические амплитуды вспышек для широкого диапазона оптической толщи — от $\tau = 1$ до $\tau = 0,0001$ и для звезд спектрального класса от М6 до G5. Было принято, что слой состоит из моноэнергетических электронов с $\gamma^2 = 10$. Результаты вычислений представлены в табл. 6.3.

Данные этой таблицы подтверждают сделанные выше выводы. В частности, и здесь строго выполняется условие $\Delta U > \Delta B > \Delta V$ для всех спектральных классов звезд и при любых величинах мощности вспышки. Более наглядно эта закономерность представлена на рис. 6.1, построенном по данным табл. 6.3 для звезд подклассов М5 и М6.

Особо следует отметить весьма четко выраженную закономерность увеличения амплитуды вспышки во всех лучах при переходе от звезд ранних классов к поздним. Например, при $\tau = 1$ имеем $\Delta U = 0^m,8$ для звезд класса G5, $\Delta U = 1^m,6$ для K0 и т.д., а в случае звезд класса М6 теоретическая амплитуда вспышки в U-лучах достигает наибольшего значения $\Delta U = 8^m,8(!)$.

Данные табл. 6.3 можно использовать для определения мощности вспышки, т.е. числовой величины τ при известной из наблюдений величине ампли-

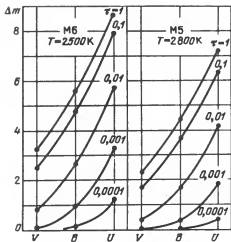


Рис. 6.1

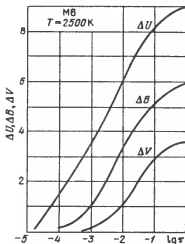


Рис. 6.2

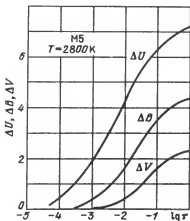


Рис. 6.3

Рис. 6.1. Вспышка звезд подклассов M5 и M6. Кривые суть теоретические величины амплитуд вспышек, Δm в U , B , V -лучах при разных мощностях вспышки τ . Вспышка индуцирована обратным комптон-эффектом моноэнергетических электронов с $\gamma^2 = 10$

Рис. 6.2. Вспышка звезды класса M6. Теоретические зависимости амплитуд ΔU , ΔB и ΔV от мощности вспышки τ . Моноэнергетические электроны с $\gamma^2 = 10$

Рис. 6.3. То же, что и на рис. 6.2, для звезды класса M5

туды вспышки в U , B - и V -лучах, если известен спектральный класс звезды. Для удобства этой операции на рис. 6.2 и 6.3 приведены кривые зависимости ΔU , ΔB и ΔV от τ , построенные для звезд класса M. Из этих кривых следует, между прочим, что амплитуды вспышек имеют, во всяком случае формально, максимум приблизительно на $\tau = 0,6$. Однако этому обстоятельству не следует придавать особого значения ввиду неприемлемости нашего решения уравнения переноса при $\tau \approx 1$.

Возвращаясь к общей оценке приведенных в табл. 6.3 числовых величин ΔU , ΔB и ΔV , следует подчеркнуть, что они в общем-то являются заниженными по следующей причине. Дело в том, что закон распределения энергии в непрерывном спектре невозмущенной звезды нами везде был принят планковский. Между тем реальное распределение энергии у звезд поздних

классов сильно искажено многочисленными линиями и полосами поглощения. В результате действительная интенсивность непрерывного излучения невозмущенной звезды может оказаться, например, в U -лучах в два и более раз ниже по сравнению с планковской. Но наблюдаемые амплитуды выводятся как отношение потока излучения вспыхнувшей звезды к действительному (не планковскому) потоку невозмущенной звезды на данном спектральном участке. Поэтому предельная амплитуда вспышки звезды М5 – М6, например, в U -лучах может оказаться на целую звездную величину больше приведенных в табл. 6.3 значений. Тогда теоретически возможная максимальная амплитуда вспышки в U -лучах для звезды класса М6 будет порядка $9,5 - 10^m$.

Гауссово распределение электронов. В табл. 6.4 приведены числовые величины теоретических амплитуд вспышки в U -, B - и V -лучах для случая гауссова распределения быстрых электронов по энергиям (формулы (4.45) и (4.50)). Вычисления произведены в схеме реальной фотосферы и для одного случая параметров гауссова распределения: $\gamma_0 = 3$ и $\sigma = 2$; вычисления, соответствующие другим возможным значениям γ_0 и σ , дают по порядку величины почти одинаковые результаты, что свидетельствует о слабой чувствительности амплитуды к параметрам γ_0 и σ .

Из сравнения между собой данных, приведенных в таблицах 6.3 и 6.4, можно сделать следующие выводы:

а) Теоретические амплитуды вспышек ΔU , ΔB и ΔV в случае гауссова спектра электронов всегда больше, чем в случае моноэнергетических электронов.

Т а б л и ц а 6.4. Теоретические амплитуды ΔU , ΔB , ΔV в зависимости от мощности вспышек (τ) для звезд классов М6 – G5. Случай гауссова распределения электронов с $\gamma_0 = 3$ и $\sigma = 2$.

T, K	Амплитуда вспышки	τ				
		1	0,1	0,01	0,001	0,0001
2500 (M6)	ΔU	$9^m,0$	$8^m,2$	$6^m,0$	$3^m,6$	$1^m,4$
	ΔB	5,9	5,1	2,9	1,0	0,14
	ΔV	3,6	2,9	1,0	0,17	0,02
2800 (M5)	ΔU	7,4	6,6	4,4	2,1	0,43
	ΔB	4,7	3,9	1,9	0,4	0,05
	ΔV	2,7	2,0	0,6	0,07	0,006
3600 (M0)	ΔU	4,6	3,8	1,8	0,38	0,043
	ΔB	2,6	1,9	0,5	0,06	0,006
	ΔV	1,0	0,8	0,13	0,01	0
4200 (K5)	ΔU	3,2	2,5	0,8	0,12	0,01
	ΔB	1,5	1,1	0,2	0,02	0,00
	ΔV	0,3	0,4	0,05	0	0
4900 (K0)	ΔU	2,0	1,4	0,3	0,04	0
	ΔB	0,7	0,5	0,1	0,01	0
	ΔV	- 0,17	0,15	0,02	0	0
5500 (G5)	ΔU	1,3	0,9	0,17	0,02	0
	ΔB	0,2	0,3	0,04	0	0
	ΔV	- 0,45	0,06	0,01	0	0

б) Амплитуды вспышек в случае звезд М0 — М6 мало чувствительны к принятому энергетическому спектру быстрых электронов. Поэтому в дальнейшем для звезд М0 — М6 удобнее пользоваться, в силу их простоты, формулами, выведенными для случая моноэнергетических электронов.

в) Амплитуды вспышек звезд классов К5 — G5 в случае гауссова распределения заметно, а иногда существенно отличаются от амплитуд, выведенных для случая моноэнергетических электронов. Гауссово распределение ближе к действительности, чем моноэнергетическое. Поэтому в дальнейшем, при сравнении теории с наблюдениями, для звезд классов К5 — G5 необходимо пользоваться формулами, выведенными для случая гауссова распределения электронов.

2. Сравнение с наблюдениями

Сравнение теоретических амплитуд вспышек с их наблюдаемыми величинами может быть проведено в разных аспектах. Например, можно провести не только простое сравнение этих амплитуд друг с другом, но и их сопоставление с различными параметрами звезды и вспышки. Такой подход позволяет попутно найти также некоторые физические параметры вспышки. Представляет интерес проведение подобного рода анализа в отношении вспыхивающих звезд, находящихся как в окрестностях Солнца (звезды типа UV Cet), так и в звездных агрегатах.

Начнем со вспыхивающих звезд, находящихся в агрегатах. В таблицах 6.5 и 6.6 приведено распределение числа вспышек по амплитудам в B - и U -лучах для ассоциации Орнона и скоплений Плеяд и NGC 2264 (по данным до 1970 г.). Подробный анализ этих данных будет сделан дальше (гл. 12). Здесь же мы ограничимся выделением следующих двух фактов. Первый — максимальное число случаев вспышек соответствует значению τ порядка 0,008 в B -лучах и 0,002 в U -лучах, т.е. значительно меньше единицы. Второй — максимальные наблюдаемые амплитуды вспышек как в B -лучах, так и в U -лучах, находятся в пределах теоретически ожидаемых величин (они приведены в табл. 8.4, гл. 8 и найдены с учетом также нетеплового бремсстралунга быстрых электронов при генерации вспышек). Теоретическая амплитуда вспышки в B -лучах равна $7^m,6$ при $\tau = 0,1$. Между тем максимальная амплитуда в B -лучах для зарегистрированных случаев вспышек в ассоциациях была меньше 6^m , вероятно, порядка $5^m,5$. Теоретическая амплитуда вспышки в U -лучах равна $10^m,0$ при $\tau = 0,1$ и должна быть еще больше при $\tau > 0,1$. Имеется один случай вспышки

Т а б л и ц а 6.5. Распределение числа вспышек по амплитуде в B -лучах

Ассоциация	ΔB						
	$0 - 1^m$	$1 - 2$	$2 - 3$	$3 - 4$	$4 - 5$	$5 - 6$	$6 - 7^m$
Орнон	28	63	54	25	15	4	—
NGC 2264	2	10	2	—	—	—	—
τ	0,0016	0,008	0,025	0,08	0,25	(0,3)	

Таблица 6.6. Распределение числа вспышек по амплитуде в U -лучах

Ассоциация	ΔU								
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9
Орион	20	26	36	20	5	2	1	—	1
Плеяды	26	28	36	21	10	14	5	2	—
τ	0,00012	0,00063	0,002	0,006	0,012	0,032	0,10	0,25	

в Орионе (звезда Т 177) и по крайней мере четыре случая в Плеядах [2, 3] с максимально зарегистрированной амплитудой $8-8^m,5$ в U -лучах.

Таким образом, наблюдаемые амплитуды вспышек в B - и U -лучах звезд, связанных со звездными агрегатами, находятся в пределах теоретически ожидаемых значений, даваемых гипотезой быстрых электронов.

3. Звезды типа UV Cet

Если для вспыхивающих звезд в агрегатах наблюдательный материал более или менее однороден, то данные о вспыхивающих звездах типа UV Cet, находящихся в окрестностях Солнца, отличаются большой неоднородностью. Это — следствие различия в условиях и методике наблюдений, индивидуальных особенностей телескопов, фотоприемников и регистрирующей аппаратуры и пр. Особенно часты инструментальные погрешности. Тут сказывается различие в порогах обнаружения вспышек в U -, B - и V -лучах, вызванное главным образом резким отличием собственных цветов вспышек от цвета звезды в спокойном состоянии. Эндриус [4], специально изучивший этот вопрос, пришел к выводу, что из-за погрешностей атмосферного и инструментального происхождения какая-то часть зарегистрированных вспышек всегда оказывается ложной. Больше всех страдает из-за атмосферных помех и инструментальных погрешностей (калибровки) U -канал электрофотометров; порою этот канал, регулярно регистрируя наибольшие амплитуды вспышек (по отношению к B - и V -каналам), может этим держать наблюдателей в заблуждении, порою длительное время, несмотря на то, что в действительности этот канал дает неправильные (заниженные) показания [5].

Невзирая на перечисленные трудности, имеющийся наблюдательный материал позволяет построить достаточно правильную картину особенностей вспышки той или иной звезды типа UV Cet.

Некоторые из звезд типа UV Cet изучены особенно интенсивно. Поэтому представляется целесообразным остановиться на результатах наблюдений наиболее интересных из них. Данные о фотоэлектрических параметрах и излучательной способности этих звезд [7] собраны в табл. 6.7.

UV Cet. Это — одна из самых слабых по абсолютной светимости вспыхивающих звезд спектрального класса $M5,5e$ [14] или $M6e$ [15]. Она является одной из ближайших к Солнцу вспыхивающих звезд; ее расстояние равно 2,65 пс. Эгген [45] полагает, что UV Cet должна быть членом или по крайней мере выходящем из скопления Гиад. UV Cet представляет собой двой-

Таблица 6.7. Фотовизуальные (V) величины, абсолютные светимости (M_V), показатели цвета $B - U$ и $V - B$ и излучаемая в спокойном состоянии энергия $q(V)$, $q(B)$, $q(U)$ для некоторых вспыхивающих звезд

Звезда	V	M_V	$B - V$
CN Leo	13 ^m ,53	16 ^m ,68	+ 2 ^m ,01
UV Cet	12,95	15,27	1,85
Wolf 424 AB	13,1	14,31	1,82
YZ CMi	11,2	12,29	1,60
EV Lac	10,2	11,50	1,37
EQ Peg	12,4	11,38	1,56
AD Leo	9,43	10,98	1,54
YY Gem	9,07	8,36	1,49

ную систему с блеском компонентов $m(A) = 12,45$ и $m(B) = 12,95$. Вспышечная активность установлена у обоих компонентов. Эффективная температура фотосферного излучения этих компонентов, по-видимому, ниже 2800 K (M5), но выше 2500 K (M6). Низкая светимость каждой из этих звезд ($L_A = 5 \cdot 10^{-5} L_\odot$, $L_B = 3 \cdot 10^{-5} L_\odot$) является также следствием их малых размеров ($R_A \approx R_B = 0,08 R_\odot$). Суммарная масса системы оценивается примерно в $0,08 M_\odot$ с почти равными массами компонентов. Однако расстояние между компонентами довольно большое; орбитальный период обращения — около 200 лет. По некоторым данным расстояние между компонентами увеличивается со временем.

UV Cet является наиболее наблюдавшейся вспыхивающей звездой. Результаты электрофотометрических наблюдений были собраны главным образом в следующих номерах IBVS (Information Bulletin of Variable Stars): 210, 296, 298, 310, 315 (1968); 343, 349, 354, 404, 405, 406 (1969); 526, 604, 608 (1971); 615, 620, 736 (1972); 760, (1973); 879 (1974); 979, 1006, 1017, 1020 (1975); 1105 (1976); 1588, 1612, 1654 (1979); 1792 (1980); 2038 (1981); 2359 (1983), а также в [17]. Наибольшее число вспышек (315) этой звезды в U -лучах было зарегистрировано Куикелем [6], наибольшее число (114) электрофотометрических регистраций вспышек в UBV -лучах было выполнено Мофлеттом [7]. Большое количество кривых блеска вспышек UV Cet в фотографических и в U -лучах, к тому же зарегистрированных с высоким временным разрешением (0,5 с), было опубликовано Кристалди и Родано [8].

На рис. 6.4 показаны примеры световых кривых двух вспышек UV Cet, одна из которых "слабая", или "замедленная" (slow flare), вторая — "быстрая" (spike flare) [7]. Вспышки второго типа ("быстрые"), как правило, являются преобладающими. На рис. 6.5 показана световая кривая другой "быстрой" вспышки UV Cet с подробным указанием моментов появления и исчезновения отдельных составляющих излучения — эмиссионных линий, непрерывного спектра и т.д. [9]. Еще одна световая кривая такого же характера показана на рис. 6.6 для другой вспышки UV Cet. Эти последние две световые кривые являются образцами высокого уровня

$U - B$	$q(V), \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$	$q(B), \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$	$q(U), \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$
$+ 1^m,54$	$9,56 \cdot 10^{27}$	$3,15 \cdot 10^{27}$	$3,33 \cdot 10^{26}$
1,39	$4,88 \cdot 10^{28}$	$1,86 \cdot 10^{28}$	$2,26 \cdot 10^{27}$
1,24	$7,59 \cdot 10^{28}$	$2,98 \cdot 10^{28}$	$4,15 \cdot 10^{27}$
1,01	$4,83 \cdot 10^{29}$	$2,32 \cdot 10^{29}$	$4,00 \cdot 10^{28}$
0,75	$1,00 \cdot 10^{30}$	$5,94 \cdot 10^{29}$	$1,30 \cdot 10^{29}$
1,05	$1,20 \cdot 10^{30}$	$5,83 \cdot 10^{29}$	$9,96 \cdot 10^{28}$
1,08	$1,62 \cdot 10^{30}$	$8,20 \cdot 10^{29}$	$1,32 \cdot 10^{29}$
1,04	$1,80 \cdot 10^{31}$	$9,59 \cdot 10^{30}$	$1,61 \cdot 10^{30}$

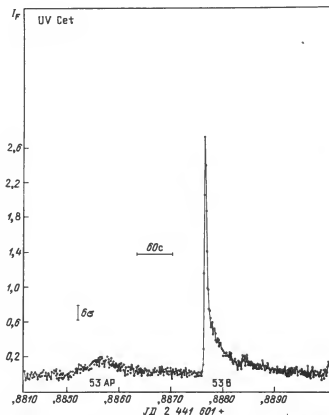


Рис. 6.4. Световая кривая вспышки UV Ceti, зарегистрированная без светофильтра с временным разрешением 1 с. 53 AP есть пример "спокойной", или "медленной" вспышки, 53B – пример "быстрой", или "острой" вспышки [7]

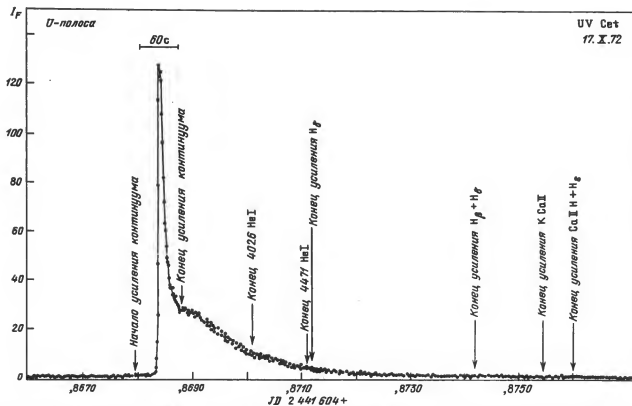


Рис. 6.5. Световая кривая очень мощной ($\Delta U = 5^m, 2$) вспышки UV Cet, имевшей место 17.X.1972. Временное разрешение 1 с. Вертикальные стрелки указывают время начала и конца разных спектральных изменений вспышки. Виден двухкомпонентный характер излучения вспышки (непрерывный спектр и излучение в эмиссионных линиях) [9]

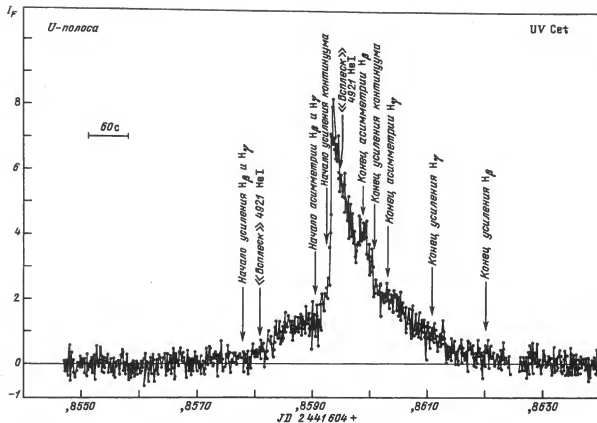


Рис. 6.6. Световая кривая сложной вспышки UV Ceti в U-лучах, снятая с постоянной времени в 1 с (см. рис. 6.5) [9]

экспериментального изучения феномена звездных вспышек; появление таких результатов стало возможным благодаря четкой организации синхронных наблюдений — регистрации световой кривой вспышки с помощью электрофотометра высокого временного разрешения и получению спектрограмм звезды в разные фазы развития вспышки. Во втором случае — обязательно с применением электронно-оптических преобразователей с целью сокращения времени экспонирования.

На рисунках 6.5 и 6.6 выявляются с полной очевидностью две важнейшие особенности, касающиеся самого излучения вспышки. Во-первых, излучение вспышек состоит из двух компонентов — непрерывного спектра и эмиссионных линий. Во-вторых, излучение вспышки в непрерывном спектре всегда исчезает раньше, в то время как излучение в эмиссионных линиях может продолжаться в течение еще некоторого времени. Даже в случае, если вспышка индуцируется только обратным комптон-эффектом, максимально возможные теоретические амплитуды вспышек звезды класса M5,5 будут примерно равны: $\Delta U_{\max} = 8^m,2$, $\Delta B_{\max} = 5^m,8$ и $\Delta V_{\max} = 3^m,2$. В действительности, однако, нетепловой бремсстралунг приводит к еще большим значениям амплитуд вспышки (см. гл. 8). Что же дают наблюдения?

Максимальная амплитуда ΔV_{\max} вспышки UV Cet в V -лучах, по-видимому, была зарегистрирована в Абастуманской обсерватории, она была равна $2^m,3$ [10]. Максимальная амплитуда в B -лучах была зафиксирована дважды — японскими [11] и итальянскими астрофизиками [12]; она оказалась равной $\sim 3^m,7$. Что касается максимальной амплитуды в U -лучах, то она, вероятно, была зафиксирована Кункелем [13] и равна приблизительно $5^m,5 - 6^m,0$. Во всех случаях максимально наблюдаемые амплитуды вспышек UV Cet оказались в пределах теоретически ожидаемых величин.

Одна очень мощная вспышка UV Cet была зарегистрирована 17.X.72 Моффеттом [7], при которой звезда за $t_b = 47$ с достигла наивысшего блеска, в 127 раз превышающего нормальный, что дает для амплитуды вспышки $\Delta U = 5^m,27$. Скорость роста блеска звезды при этом была одной из наибольших: он увеличивается в 2,7 раза за секунду или $1^m,08 \text{ с}^{-1}$. Спад блеска после максимума продолжался в течение $t_a = 751 \text{ с} \approx 12,5$ мин, а полная энергия, освобожденная во время этой вспышки, составила $1,15 \cdot 10^{31} \text{ эрг}$ (в U -лучах), что соответствует эквивалентному времени $P = 5069 \text{ с} \approx 1,4$ ч, т.е. звезда во время этой вспышки продолжительностью ~ 13 мин освободила столько энергии, сколько она испускала примерно за полтора часа при нормальном лучеиспускании.

AD Leo. Это одна из самых ярких по видимому блеску вспыхивающих звезд, каких немного, спектрального класса M4,5e [16]; она ярче 10^m ($V = 9^m,43$). Вместе с тем AD Leo — одна из самых ярких по абсолютной светимости; для нее $M_V = 10^m,98$, т.е. эта звезда по крайней мере в сто раз ярче UV Cet. Поскольку эффективные температуры обеих звезд почти одинаковые, отсюда следует, что радиус AD Leo должен быть на порядок больше радиуса UV Cet, т.е. $\sim 0,8 R_{\odot}$.

Фотоэлектрические наблюдения вспышек AD Leo имеются в относительно меньшем количестве; основные результаты представлены в IBVS №№ 310 (1968); 334, 340, 345, 367 (1969); 534, 597 (1971); 685, 750

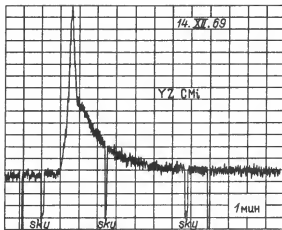


Рис. 6.7. Образец фотоэлектрической записи одной вспышки YZ CMi [11]

(1972); 790, 791, 801 (1973); 906, 932 (1974); 2220 (1982), а также в [7, 17] и т.д.

По своей вспышечной активности AD Leo сильно, почти на порядок, уступает UV Cet. Самая мощная вспышка AD Leo, по-видимому, была зарегистрирована Осавой и др. 17.II.1974 [19] с амплитудами $\Delta U = 5^m,01$, $\Delta B = 2^m,93$, $\Delta V = 1^m,65$. Эти значения оказались ниже теоретически ожидаемых значений амплитуд для звезды класса M5, равных $7^m,0$, $4^m,5$ и $2^m,5$ в U -, B - и V -лучах соответственно (без учета нетеплового бремсстралунга).

YZ CMi. Как по своему видимому блеску ($V = 11^m,20$), так и по абсолютной светимости ($M_V = 12^m,29$) эта звезда класса M4,5e занимает промежуточное положение между UV Cet и AD Leo. Она наблюдается интенсивнее других вспышечных звезд, уступая разве только UV Cet. Эти результаты были представлены в основном в IBVS №№ 264, 265–268, 274, 305, 307 (1968); 331, 338, 339 (1969); 521, 524 (1971); 635, 750 (1972); 758, 767 (1973); 876, 901 (1974); 998, 1018 (1975); 1112 (1976); 1587 (1979); а также в [6, 7, 8] и т.д.

Имеются высокоточные и довольно однородные UBV измерения для 50 вспышек YZ CMi [7], опубликованы достаточно качественные световые кривые ряда ее вспышек [8] — одна из них приведена на рис. 6.7.

YZ CMi отличается еще и высокой вспышечной активностью, сравнительно немного уступая по частоте вспышек UV Cet. Самая мощная вспышка у этой звезды, по-видимому, была зарегистрирована 19 января 1969 г., когда Эндрюс [20] зафиксировал максимальную (до 1976 г.) амплитуду для этой звезды в V -лучах, равную $1^m,7$, а Кункель, упустивший момент максимума вспышки, дал оценку амплитуде в U -лучах $\sim 6^m,6$; этому соответствует, согласно рис. 6.3, $\Delta B = 3^m,7$ и $\Delta V = 1^m,7$. Отмеченная вспышка интересна еще тем, что она одновременно наблюдалась в радиочастотах (гл. 14). Еще раньше, в 1965 – 66 гг., среди 28 зарегистрированных вспышек YZ CMi [6] две оказались с амплитудами $4^m,0$ и $5^m,0$ в U -лучах. Эти величины находятся в пределах теоретически ожидаемых.

EV Lac. Эта звезда класса M4,5е лишь немногим слабее AD Leo, а следовательно, не должна отличаться особой вспышечной активностью. Действительно, как по частоте вспышек, так и по величинам максимальных амплитуд эта звезда занимает место, характерное для вспыхивающих звезд сравнительно высокой абсолютной светимости, т.е. между UV Cet и AD Leo.

Результаты электрофотометрических наблюдений EV Lac были представлены в основном в IBVS №№ 399, 401, 403 (1969); 600, 608 (1971); 616, 627, 672, 723, 750 (1972); 759, 802, 836 (1973); 874 (1974); 1653 (1979); 1793 (1980); 2183, 2252, 2253 (1982); 2340, 2358 (1983), а также в [7, 8, 17, 18, 21, 22] и т.д.

Максимальные значения амплитуд вспышек этой звезды, зарегистрированные в разное время, оказались $1^m,45$ и $3^m,2$ в V- и B-лучах соответственно [17]. Максимальная амплитуда в U-лучах, по-видимому, была зарегистрирована Кристалди и Родоно [8] во время одной вспышки EV Lac (22.VIII.70), при которой $\Delta U \approx 5^m,2$. Во всех случаях амплитуды оказались значительно меньше теоретически ожидаемых значений.

CN Leo = Wolf 359. Самой слабой среди вспыхивающих звезд, для которых известны абсолютные светимости, является BD +4° 4048 B (объект Ван Бисбрука); для нее $M_V = 19^m,2$. Одновременно она является самой слабой по абсолютной светимости звездой в Галактике. Как вспыхивающая, она почти не изучена, во всяком случае до 1970 г. не было зарегистрировано ни одной вспышки этой звезды. По сути дела, в списке вспыхивающих звезд она оказалась из-за основания характерного усиления одной ее спектрограммы, случайно полученной Хербигом [23].

Если не иметь в виду BD +4° 4048 B, то самой слабой по абсолютной светимости в нашем списке вспыхивающих звезд (табл. 1.1) будет CN Leo = Wolf 359 = G 406 — четвертая по удаленности от Солнца звезда и третья по удаленности двойная система; для нее $M_V = +16^m,7$. К тому же она принадлежит спектральному классу M6e с эффективной температурой около 2500 K. Эта звезда слабее UV Cet по крайней мере в два раза, и, следовательно, ее радиус должен быть порядка 0,05 R_\odot .

Звезда CN Leo интересна прежде всего своей очень высокой частотой вспышек: примерно по 3 — 4 вспышки за час в U-лучах — пока что самая высокая среди известных вспыхивающих звезд. Она отличается также характерным распределением числа вспышек по амплитуде: оно почти равномерно в интервале $\Delta U = 0,1 \div 3^m$, даже с заметным максимумом количества вспышек на $\Delta U \sim 1^m,5$ (табл. 1.8).

Более сорока вспышек CN Leo были зарегистрированы в U-лучах Кункелем [6] в 1969 г. за суммарное время наблюдений меньше 13 часов, а наибольшее число (более 100) вспышек этой звезды в U-, B-, V-лучах было зарегистрировано Моффеттом [7] в период 1971—72 гг.

Wolf 424. Это — следующая за UV Cet по абсолютной светимости звезда. Она отличается очень высокой вспышечной активностью — примерно по одной вспышке за каждые 15 минут (см. табл. 1.3). Вместе с тем это одна из наименее наблюдавшихся вспыхивающих звезд. О том, что она действительно заслуживает быть внесенной в список постоянно наблюдаемых звезд, могут свидетельствовать результаты Моффетта [24], зарегистрировавшего в UVB-лучах 12 вспышек этой звезды только за один сеанс наблю-

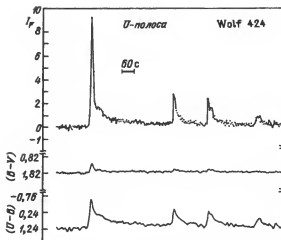


Рис. 6.8. Световая кривая (вверху) четырех вспышек Wolf 424 в U -лучах. Приведены также кривые изменения показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ во время вспышки для системы "вспышка + невозмущенная звезда" [24]

дений (21 марта 1972 г.) длительностью всего 2,62 часа на 208-сантиметровом телескопе обсерватории Мак-Дональд. Световые кривые четырех из этих вспышек, следующих друг за другом, изображены на рис. 6.8, наряду с кривыми изменения показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ системы "звезда + вспышка" во время вспышки.

Для нас Wolf 424 интересна тем, что она оказалась своего рода идеальным образцом, когда все без исключения параметры вспышки — величина амплитуд в разных лучах, величины показателей цвета и их поведение по времени, динамические характеристики самих световых кривых и пр. — оказались в удивительном согласии, как мы увидим в последующих главах, с теорией вспышек, основанной на гипотезе быстрых электронов.

YY Gem. Это пока что самая яркая, не считая EQ Her, по абсолютной светимости звезда в нашем списке вспыхивающих звезд; для нее $M_V = 8^m,36$. К тому же YY Gem — одна из немногих звезд ранних классов, а именно M0,5. И только по этим причинам она могла бы служить важным "опорным пунктом" во всех тех случаях, когда речь идет о сопоставлении различных параметров вспышки со светимостью звезды. YY Gem — двойная система, причем вспыхивают оба компонента [7, 46].

Как и следовало ожидать, частота вспышек YY Gem — одна из наименьших, она более чем в 20 раз меньше, чем у UV Cet. Из-за своей очень высокой абсолютной светимости — почти в 1500 раз(!) ярче UV Cet — абсолютное количество излучения вспышки должно быть очень большое для того, чтобы вспышка могла быть обнаружена на фоне собственного излучения звезды. Этим и следует объяснить причину, почему данные о вспышках YY Gem сравнительно немногочисленны. Моффетт [7], например, за почти 120 часов наблюдений в UBV -лучах сумел зарегистрировать всего 18 вспышек — в среднем по одной вспышке за семь часов. Световая кривая в U -лучах одной интересной вспышки YY Gem (31.X.71) приведена на рис. 6.9.

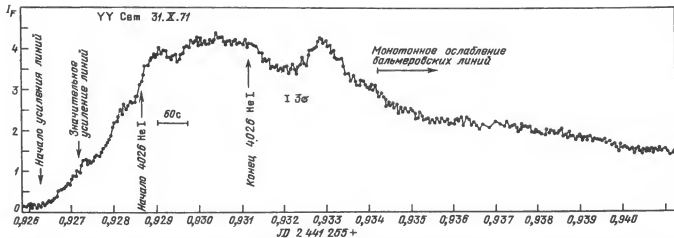


Рис. 6.9. Световая кривая одной продолжительной вспышки (выброса) YY Gem, снятая в U -лучах и с высоким временным разрешением (1 с). Показан всего 30-минутный интервал записи [32]. Указано также поведение эмиссионных линий на разных фазах развития вспышки

Среди остальных вспыхивающих звезд более или менее регулярно наблюдались и наблюдаются V 1216 Sgr (IBVS №№ 379, 602, 711, 835, 943, 968, [18, 25]), EQ Peg (весьма однородные *UBV* наблюдения для 58 вспышек Моффетта [7]) и т.д.

Остальные вспыхивающие звезды изучены в меньшей степени. Среди них имеются и такие, которые по тем или иным причинам заслуживают стать предметом постоянных наблюдений. К их числу следует отнести, например, V 645 Cep — не только самую близкую к нам вспыхивающую звезду, но и самую близкую звезду вообще (о ее вспышках см. [47]); PZ Mon, принадлежащую классу K2e, редкому среди вспыхивающих звезд типа UV Cet, к тому же самую яркую по абсолютной светимости ($M_V = 7^m,1$); BY Dra — одну из ярких как по визуальной ($V = 8^m,6$), так и по абсолютной величине ($M_V = 7^m,6$) и поэтому обладающую самой низкой частотой вспышек: для нее $f_U = 0,013$ вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$ (см. табл. 1.3, а также [48]).

4. Средняя мощность вспышек

Величина оптической толщи среды из быстрых электронов, τ , зависит, как мы видели, от полного количества быстрых электронов, появившихся во время вспышки. Поэтому формально τ может характеризовать мощность вспышки. Зная амплитуду вспышки в том или ином спектральном диапазоне наблюдений, нетрудно найти числовое значение τ с помощью табл. 6.4 или рисунков 6.2 и 6.3. В связи с этим возникает вопрос об определении средней величины $\bar{\tau}$ для всей совокупности вспышек той или иной звезды в отдельности.

Пусть $n(\Delta m)$ есть число вспышек с амплитудой Δm , которой соответствует оптическая толщина $\tau(\Delta m)$. Для совокупности вспышек данной звезды, состоящей из $N = \sum n(\Delta m)$ вспышек со всевозможными амплитудами, превышающими условленную минимальную величину Δm_{\min} , будем иметь некоторую среднюю величину оптической толщи $\bar{\tau}$:

$$\bar{\tau} = \frac{\sum \tau(\Delta m) n(\Delta m)}{N}. \quad (6.3)$$

В то же время имеем из (1.4): $n(\Delta m) = NF(\Delta m)$, где $F(\Delta m)$ есть функция распределения амплитуд вспышек. Поэтому взамен (6.3) можно написать

$$\bar{\tau} = \sum \tau(\Delta m) F(\Delta m). \quad (6.4)$$

Для некоторых вспыхивающих звезд типа UV Cet числовые значения функции $F(\Delta m)$ даны в табл. 1.8, а числовые значения $\tau(\Delta m)$ — в последних строках табл. 6.5 и 6.6. С помощью этих данных можно найти числовые значения $\bar{\tau}$. Результаты вычислений, произведенных по данным наблюдений в *U*-лучах, приведены в табл. 6.8; по существу, они относятся к амплитудам ΔU , большим $0^m,1$, поскольку вид функции $F(\Delta m)$ при значениях $\Delta U < 0^m,1$ неизвестен.

Как следует из приведенных в табл. 6.8 данных, только для двух звезд — CN Leo и UV Cet — $\bar{\tau}$ порядка 0,001; для большинства вспыхивающих звезд $\bar{\tau}$ существенно меньше этой величины и порядка 0,0001 — 0,0005.

Таблица 6.8. Значения $\bar{\tau}$ (средняя мощность вспышки) для некоторых звезд

Звезда	Число вспышек в U-лучах	$\bar{\tau}$	Звезда	Число вспышек в U-лучах	$\bar{\tau}$
CN Leo	107	0,00124	EQ Peg	27	0,00021
UV Cet	360	0,00097	AD Leo	50	0,00029
Wolf 424	11	0,00056	AT Mic	24	0,00016
40 Eri C	38	0,00017	Wolf 630	119	0,00013
Ross 614	35	0,00017	AU Mic	31	0,00012
YZ CMi	71	0,00054	YY Gem	17	0,00030
EV Lac	19	0,00054			

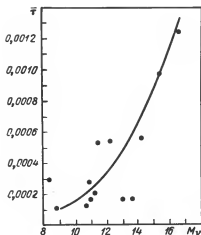


Рис. 6.10. Зависимость средней мощности вспышки $\bar{\tau}$ от абсолютной светимости звезд типа UV Cet (см. табл. 6.8)

Кроме того, заметна тенденция зависимости $\bar{\tau}$ от абсолютной светимости звезды M_V , а именно, $\bar{\tau}$ больше у абсолютно слабых звезд и уменьшается довольно быстро с переходом в сторону абсолютно ярких (рис. 6.10).

5. Результаты трехцветных наблюдений вспышек

Числовые величины наблюдаемых амплитуд вспышек в U-, B- и V-лучах, как мы видели выше, находятся в пределах теоретически ожидаемых величин. Кроме того, во всех случаях строго выполняется неравенство $\Delta U > \Delta B > \Delta V$, также вытекающее из гипотезы быстрых электронов. Однако сама форма внутренней зависимости между ΔU , ΔB и ΔV довольно специфична в этой гипотезе. Поэтому сопоставление выведенных из наблюдений величин ΔU , ΔB , ΔV (для данной вспышки) с теоретической зависимостью $\Delta U \sim \Delta B \sim \Delta V \sim f(\tau)$ (для данной звезды) может стать убедительной проверкой теории.

В начале семидесятых годов появилось много и довольно надежно реализованных UVB регистраций вспышек ряда звезд типа UV Cet [7, 8,

24]. При этом выявилось большое разнообразие в структуре и характере световых кривых. Здесь имеются случаи, когда вспышка, довольно мощная в U -лучах, заметна в B -лучах и совсем отсутствует в V -лучах (рис. 6.11), случаи, когда вспышка едва видна в V -лучах, но достаточно мощна в U -лучах (рис. 6.12) и, наконец, случаи двух последовательных вспышек.

Разумеется, в максимуме вспышки мы будем иметь одно определенное значение τ , которому в свою очередь будут соответствовать три разные по величине, но внутренние строго согласованные амплитуды ΔU , ΔB и ΔV . Вопрос заключается в том, чтобы проверить, в какой мере соблюдается предсказания теории согласованность между этими амплитудами.

В качестве примера на рис. 6.13 показано графическое сопоставление наблюдаемых амплитуд вспышек YZ CMi и V 1216 Sgr в UBV -лучах (черные и светлые кружки) с теоретической зависимостью (сплошные линии) при $T_{\text{эф}} = 2800$ К и заданных величинах τ (отмеченных на рисунках и взятых с рис. 6.3 и 8.2). Как видим, наблюдаемые точки довольно близки к теоретическим кривым.

На рис. 6.14 мы имеем другой пример, на этот раз для EV Lac. И здесь согласие наблюдений с теорией достаточно хорошее.

Результаты сопоставления наблюдаемых амплитуд вспышек с теорией для AD Leo для той же $T_{\text{эф}}$ представлены на рис. 6.15, где использованы в основном наблюдения Осавы и др. [19]. Особо впечатляет согласие наблю-

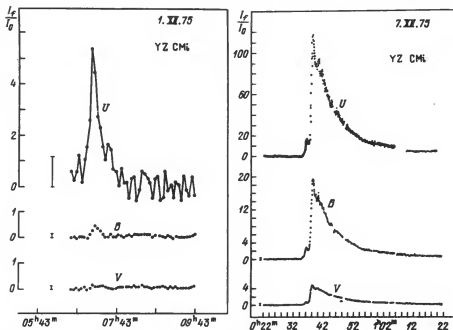


Рис. 6.11. Световые кривые YZ CMi в U -, B -, V -лучах. В V -лучах вспышка отсутствует, а в B -лучах слаба [26]

Рис. 6.12. Световые кривые одной очень мощной вспышки YZ CMi в UBV -лучах ($\Delta U = 5^m, 2$, $\Delta B = 3^m, 2$, $\Delta V = 1^m, 95$) [26]

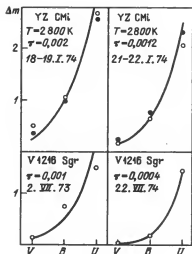


Рис. 6.13

Рис. 6.13. Сопоставление наблюдаемых амплитуд (черные и светлые кружки) ряда вспышек YZ CMi и V 1216 Sgr с теоретической кривой $\Delta m \sim f(U, B, V)$ при $T_{\text{эф}} = 2800$ К и значениях мощности вспышек τ , указанных на графиках

Рис. 6.14. Сопоставление наблюдаемых амплитуд вспышек EV Lac с теорией (см. рис. 6.13)

Рис. 6.15. Сопоставление наблюдаемых амплитуд вспышек AD Leo с теорией

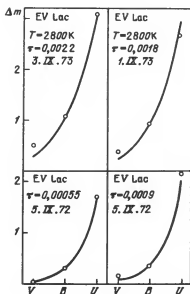


Рис. 6.14

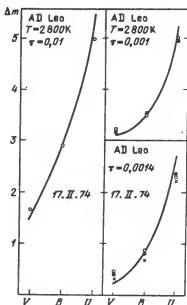


Рис. 6.15

дений с теорией в случае одной исключительно мощной вспышки этой звезды, имевшей место 17 февраля 1974 г., амплитуда вспышки при которой достигла 5^m в U-лучах; при таких вспышках сказывается роль нетеплового бремсстралунга (сплошная линия на рисунке).

Примечателен тот факт, что согласие наблюдений с теорией имеет место в одинаковой мере как при мощных вспышках (бремсстралунг), так и

при слабых (обратный комптон-эффект). В качестве примера можно указать две крайние вспышки AD Leo — только что указанная — мощная (17.II.74) и другая — слабая (13.II.74); мощности этих двух вспышек разнятся почти на три порядка.

На всех сопоставлениях, однако, бросается в глаза хотя и небольшое, но систематически повторяющееся отклонение теоретической точки от наблюдаемой в V -лучах, причем теоретически предсказанная амплитуда ΔV всегда оказывается меньше ее наблюдаемой величины.

Одна из причин — возможное влияние эмиссионной линии H_α , находящейся в полосе V -фильтра. Усиление линии H_α во время вспышки, очевидно, может привести к дополнительному увеличению амплитуды вспышки в V -лучах, чего теория не учитывает. Разницу $\Delta m_\alpha = \Delta V_{\text{наб}} - \Delta V_{\text{теор}}$, обусловленную этим эффектом, можно найти с помощью следующего соотношения:

$$\Delta m_\alpha = 2,5 \lg \left(1 + \eta \frac{W_\alpha}{\Delta \lambda_V} 10^{-0,4 \Delta V} \right), \quad (6.5)$$

где $\Delta \lambda_V$ — эффективная ширина полосы V -фильтра, W_α — эквивалентная ширина эмиссионной линии H_α ; она порядка $50 \div 100 \text{ \AA}$, а η — относительная чувствительность V -фильтра на волне 6563 \AA по отношению к чувствительности на его максимуме.

Приняв $W_\alpha / \Delta \lambda_V \approx 0,2 \div 0,1$ и имея в виду, что обычно $\Delta V < 1^m$ для большинства вспышек, а $\eta \approx 0,04$ (линия H_α находится в самом "хвосте" кривой чувствительности V -фильтра), найдем из (6.5): $\Delta m_\alpha \approx 0^m,01$. Следовательно, вклад H_α -эмиссии в наблюдаемые амплитуды вспышек в V -лучах невелик.

Однако тот факт, что наблюдаемые величины ΔV систематически больше почти при всех вспышках и у всех вспыхивающих звезд, наводит на мысль: не имеется ли локальный избыток излучения в нормальных, вне вспышки, условиях у этих звезд в области длин волн $\sim 5,5 \text{ мкм}$ (согласно соотношению $\lambda_0 = \lambda_V \gamma^2$ и с подстановкой $\lambda_V = 5500 \text{ \AA}$ и $\gamma^2 = 10$) относительно планковского распределения? Очевидно, проведение специальных инфракрасных наблюдений с целью выяснения структуры спектров вспыхивающих звезд в области $5 - 6 \text{ мкм}$ следует считать более чем необходимым.

6. Внутренняя согласованность амплитуд вспышек

Гипотеза быстрых электронов предсказывает существование определенной зависимости между величинами амплитуд ΔU и ΔB или ΔU и ΔV . Эти зависимости показаны графически на рис. 6.16 (сплошные линии). Так же нанесены наблюдаемые величины ΔU , ΔB и ΔV по данным Моффетта [7] для звезд UV Cet и CN Leo. На рис. 6.17 показано то же самое для звезд AD Leo, EV Lac, YZ CMi, Wolf 424 и V 1216 Sgr. Как видим, наблюдаемые точки расположены довольно близко к теоретическим кривым. Систематическое отклонение на величину $\Delta V \sim 0^m,1$ наблюдается в случае зависимости $\Delta U \sim \Delta V$, которое вызвано неучтенным влиянием эмиссионной линии H_α (формула (6.5)).

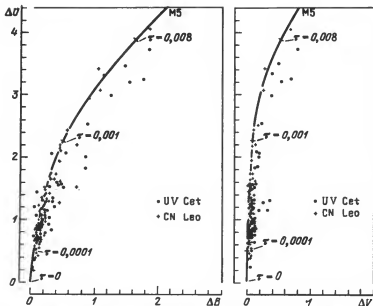


Рис. 6.16. Сопоставление наблюдаемых величин амплитуд $\Delta U \sim \Delta B$ и $\Delta U \sim \Delta V$ для вспыхивающих звезд UV Cet и CN Leo. Сплошная линия — теория

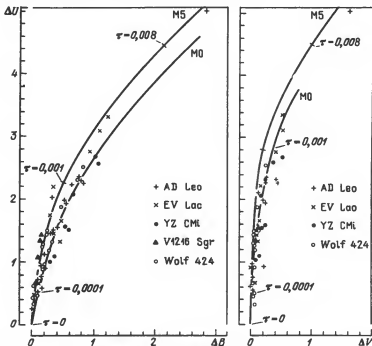


Рис. 6.17. Сопоставление наблюдаемых значений амплитуд $\Delta U \sim \Delta B$ и $\Delta U \sim \Delta V$ для ряда вспыхивающих звезд. Сплошные линии — теория

Зависимости типа $\Delta U \sim \Delta B$ или $\Delta U \sim \Delta V$, конечно, могут существовать и в случае других теорий вспышек звезд (например, в случае небулярной теории или теории горячего газа), и поэтому возможность того, что и в этих случаях наблюдения окажутся в согласии с теорией, не следует исключать. Здесь же мы преследуем только одну цель: показать, что наблюдаемые зависимости $\Delta U \sim \Delta B$ и $\Delta U \sim \Delta V$ не находятся в противоречии с теорией вспышек, основанной на гипотезе быстрых электронов. Следующий шаг, очевидно, будет связан с построением более рафинированных кривых указанных зависимостей индивидуально для каждой вспыхивающей звезды и на основе высокоточных и предельно однородных измерений. Такие кривые, возможно, станут источником качественно новой информации.

7. Теоретические амплитуды колебания блеска при тепловых процессах

Строго говоря, неравенство $\Delta U > \Delta B > \Delta V$ имеет место и в случае, когда увеличение блеска звезды вызвано тепловыми явлениями, т.е. повышением температуры фотосферы. Но указанное неравенство выражено в этом случае намного слабее, а отношения $\Delta U/\Delta B$ или $\Delta B/\Delta V$ значительно меньше их наблюдаемых значений. Это следует из приведенных в табл. 6.9 данных, где ΔU^* , ΔB^* и ΔV^* — амплитуды повышения блеска, когда планковская температура фотосферы поднимается с T_1 до T_2 . В последних двух столбцах приведены числовые значения отношений $\Delta U^*/\Delta B^*$ и $\Delta B^*/\Delta V^*$; они, оказывается, почти не зависят от температуры фотосферы (по крайней мере в интервале от 2800 К до 6000 К), т.е. от ΔB или ΔV , и равны в среднем 1,25 (штриховая линия на рис. 6.18). Вместе с тем эти отношения существенно меньше их наблюдаемых значений, колеблющихся, в зависимости от мощности вспышки (от ΔU или ΔB) в пределах от 1,7 до 10 для реальных вспыхивающих звезд (рис. 6.18). Это обстоятельство

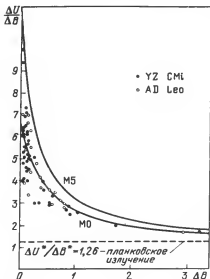


Рис. 6.18. Сопоставление наблюдаемых значений $\Delta U/\Delta B$ по ΔB для ряда вспышек AD Leo и YZ CMi. Сплошные линии — теория при гипотезе быстрых электронов, штриховая линия — теория при планковском излучении

Т а б л и ц а 6.9. Теоретические амплитуды вспышек в UBV -лучах при повышении планковской температуры фотосферы с T_1 до T_2 (К)

T_1	T_2	ΔU^*	ΔB^*	ΔV^*	$\Delta U^*/\Delta B^*$	$\Delta B^*/\Delta V^*$
2800	3000	1 ^m ,03	0 ^m ,81	0 ^m ,66	1,265	1,24
2800	3500	2,90	2,10	1,70	1,263	1,24
2800	4000	5,10	4,83	3,88	1,26	1,243
2800	5000	6,87	5,45	4,37	1,26	1,245
2800	6000	8,35	6,63	5,32	1,26	1,248

лишний раз свидетельствует о том, что наблюдаемые резкие колебания блеска звезды в виде вспышек не имеют ничего общего с изменениями планковской температуры звезды.

8. Зависимость амплитуды вспышки от спектрального класса звезды

Явление вспышки, как правило, присуще звездам позднего класса — позднее K5. Любая теория, поставившая перед собой задачу выявить природу вспышек звезд, не может пройти мимо этого весьма своеобразного и твердо установленного факта.

Выше, в § 1 этой главы, была выполнена серия вычислений по определению теоретических величин амплитуд вспышек в UBV -лучах при различных значениях эффективной температуры стимулирующей звезды, т.е., по существу, при различных спектральных классах звезды (табл.6.3, 6.4). Уже беглый взгляд на эти результаты обнаруживает весьма сильно выраженную тенденцию уменьшения амплитуд вспышек с переходом от звезд поздних классов (M6) к звездам ранних классов (G5). Эти результаты удобно представить графически в виде кривых зависимостей величины амплитуды вспышки от эффективной температуры или спектрального класса звезды. В результате получим картину, приведенную на рис. 6.19 (случай с гауссовым распределением электронов с $\gamma_0 = 3$ и $\sigma = 2$).

Рисунок 6.19 следует считать одним из важных результатов теории вспышек, вытекающей из гипотезы быстрых электронов. Согласно этой теории вспышки даже в U -лучах не могут быть обнаружены у звезд классов O, B, A, F. Слабые вспышки с амплитудой порядка 0^m,5 и меньше, вероятно, могут быть обнаружены и у звезд класса G0. Но реальная область вспыхивающих звезд начинается с классов G5—K0. Затем амплитуда вспышек резко увеличивается с переходом к более поздним классам, достигая 8—9^m в U -лучах у класса M5—M6.

Посмотрим теперь, что дают наблюдения. Общее количество известных до 1970 г. вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и агрегатах около 600, а в окрестностях Солнца — около 50. Спектральные классы последних известны: все они заключены в пределах K2—M6. К сожалению, очень мало данных о спектральных классах вспыхивающих звезд в ассоциациях. В ассоциации Ориона, например, из 254 вспыхивающих звезд

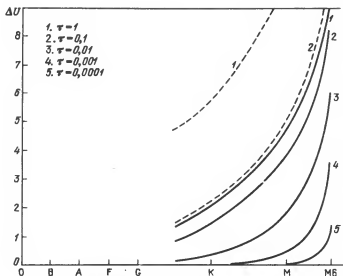


Рис. 6.19. Теоретические зависимости между амплитудой вспышки в U -лучах и спектральным классом вспыскивающей звезды при разных мощностях вспышки τ в случае гипотезы быстрых электронов; сплошные линии – только обратный комптон-эффект, прерывистые – обратный комптон-эффект + нетепловой бремсстралунг быстрых электронов

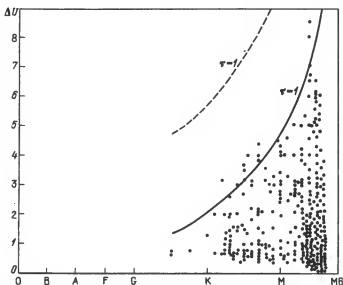


Рис. 6.20. Наблюдаемая зависимость между амплитудой вспышки в U -лучах и спектральным классом вспыскивающей звезды (по данным наблюдений в ассоциациях), τ значения кривых см. рис. 6.19

спектральные классы были известны всего для 21 звезды или $\sim 8\%$. В этом отношении положение несколько лучше в остальных ассоциациях и агрегатах: в Плеядах, например, спектральные классы известны почти для 40% общего количества зарегистрированных до 1970 г. вспыхивающих звезд. Известны спектральные классы для многих вспыхивающих звезд в малочисленных скоплениях Ясли, Волосы Вероники. В результате общее количество вспыхивающих звезд с известными спектральными классами оказалось превышающим сотню.

Все эти данные представлены на рис. 6.20 в виде зависимости наблюдаемых амплитуд вспышек от спектрального класса звезды. Там же нанесена взятая с предыдущего рисунка теоретическая кривая зависимости "амплитуда—спектр" для случая $\tau = 1$.

Выводы, которые можно сделать из сравнения рисунков 6.19 и 6.20, напрашиваются сами собой; согласие между тем, что дает теория для зависимости "амплитуда—спектр" и что следует из наблюдений для этой зависимости, хорошее. Вместе с тем использованный нами наблюдательный материал в количественном отношении кажется достаточным для исключения возможного влияния случайных факторов на сделанные выводы.

Представленная на рис. 6.19 теоретическая зависимость между амплитудой вспышки и спектральным классом звезды вытекает из самой сущности гипотезы быстрых электронов. На характер этой зависимости никак не влияют ни форма энергетического спектра быстрых электронов, ни величина энергии самих электронов. Поэтому факт достаточно хорошего согласия наблюдаемых и теоретических зависимостей "амплитуда—спектр" приобретает в данном случае особое значение.

9. Интерпретация вспышки III 1306

В ходе выполнения программы колориметрических наблюдений звезд в скоплении Плеяд Джонсоном и Митчеллом была зарегистрирована вспышка звезды III 1306 ($V = 13^m,59$) одновременно в трех лучах — U , B и V [27]. Вспышка достигла своей максимальной силы примерно за 2,5 минуты, после чего начался спад, продолжавшийся немногим больше часа. Регистрация вспышки производилась одним электрофотометром с переключением светофильтров, пропускающих последовательно полосы U , B и V . Поэтому в некоторых участках световых кривых остались пробелы, в том числе и около максимумов. Тем не менее с достаточной точностью можно выйти из этих кривых: $\Delta U \approx 3^m,7$, $\Delta B \approx 1^m,7$ и $\Delta V \approx 0^m,65$.

В нормальных условиях показатели цвета звезды III 1306 следующие: $B - V = +1^m,35$, $U - B = +1^m,18$. В момент максимума вспышки $B - V = +0^m,50$ и $U - B = -1^m,07$. Несмотря на некоторую неуверенность в найденных величинах параметров вспышки III 1306, она все же представляет определенный интерес для проверки теории. Наша задача заключается в нахождении энергетических параметров быстрых электронов, при которых можно будет объяснить наблюдаемые амплитуды этой вспышки.

Прежде всего надо знать эффективную температуру звезды III 1306 в нормальных условиях. Хербинг [28], по-видимому, исходя из структуры линий поглощения, оценивает спектральный класс этой звезды

Таблица 6.10. К интерпретации вспышки звезды НП 1306

Величина	Наблюдения	Звезда класса K5		Звезда класса M5
		Схема I	Схема II	Схема III
ΔU	$3^m,7$	$2^m,8$	$3^m,4$	$4^m,2$
ΔB	1,7	1,1	1,8	1,6
ΔV	0,65	- 0,1	0,6	0,4

как dK5e. Этому соответствует $T = 4200$ К. Вместе с тем обращает на себя внимание сравнительно высокое значение $B - V$ в спокойном состоянии этой звезды ($+1^m,35$), чему соответствует скорее спектральный класс M0–M1, чем K5. Следовательно, эффективная температура НП 1306 должна быть заметно меньше 4200 К. Дополнительным аргументом в пользу этого предположения может служить то обстоятельство, что для вспыхивающей звезды EV Lac $B - V = +1^m,35$ [29], что почти совпадает со значением $B - V$ для НП 1306. Между тем спектральный класс EV Lac – M4,5e, а эффективная температура ~ 2800 К.

Таким образом, имеются признаки аномальности в распределении энергий в непрерывном спектре звезды НП 1306 даже в ее спокойном состоянии. Это распределение соответствует эффективной температуре порядка 4200 К, если исходить из спектрального класса звезды, и эффективной температуре порядка 2800 К, если иметь в виду ее цвет.

Вычисления теоретических амплитуд повышения блеска при вспышке звезды класса K5 ($T = 4200$ К) были произведены для следующих двух схем:

Схема I – моноэнергетические электроны с $\tau = 1$ и $\gamma^2 = 10$.

Схема II – электроны с гауссовым распределением и $\tau = 0,6$.

Рассчитана еще и схема III – звезда M5 ($T = 2800$ К) и моноэнергетические электроны с $\gamma^2 = 10$ и $\tau = 0,01$. Найденные расчетные величины ΔU , ΔB и ΔV сведены в табл. 6.10. Наилучшее согласие с наблюдениями (второй столбец) получается в случае схемы II. Что касается схем I и III, то первая из них расходится с наблюдениями для звезды класса K5, а последняя согласуется с ними, если считать звезду класса M5.

Таким образом, существуют реальные параметры быстрых электронов, при которых можно объяснить наблюдаемые амплитуды вспышек звезды НП 1306 даже при наличии некоторой неопределенности в характере распределения энергии в ее непрерывном спектре.

Вспышка НП 1306, о которой шла речь, была зафиксирована в 1958 г. и оказалась самой мощной; по величине амплитуд она является как бы теоретическим пределом для звезд класса K5. Позднее, в 1963 и 1965 гг., еще три вспышки этой звезды со значительно меньшей амплитудой в U -лучах, порядка $0^m,5$, были зарегистрированы Аро и Чавирой [29].

10. Необычайная вспышка звезды Т 177

27 декабря 1965 г. Аро зарегистрировал необычайно мощную вспышку звезды, расположенной вблизи Большой Туманности Ориона. Эта звезда, Т 177, находится на пределе видимости Паломарского Атласа: ее блеск в U -лучах оценивается в $19^m,7$.

На рис. 6.21 приведены последовательные этапы развития этой вспышки [30]. На первом снимке (*a*) она не была видна при 15-минутной экспозиции, снятой через U -фильтр с помощью 26 — 31-дюймового телескопа Шмидта обсерватории Тонантингла. На втором снимке (*1*) вышли все пять изображений с нарастающим блеском. Однако еще нельзя было сказать, что вспышка достигла максимального блеска. Спустя приблизительно пять минут, необходимых для замены кассет, был получен третий снимок (*b*), состоящий из пяти изображений, опять с 15-минутными экспозициями. Лишь сопоставляя второй и третий снимки, можно было сказать, что с начала появления вспышки до ее максимума прошло около часа. Затем в течение одного или полутора часов звезда сохраняла почти постоянный блеск в максимуме (*11*), после чего начался его спад (пятый снимок, *16*). Аро полагает, что в данном случае спад мог продолжаться 6—7 часов, после чего звезда достигла первоначального блеска.

Была определена, вернее, оценена амплитуда повышения блеска во время этой вспышки; она оказалась равной по крайней мере $8^m,4$ в U -лучах, т.е. за один час блеск звезды возрос в 2300 раз (!). Позднее, в 1976 г.,

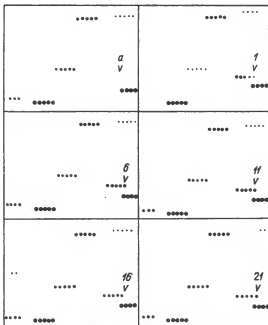


Рис. 6.21. Шесть последовательных этапов развития вспышки звезды Т 177 в Орионе с амплитудой вспышки $8^m,4$ в U -лучах

появилось сообщение [3] о регистрации вспышек трех звезд — членов скопления Плеяд, Т 18 = А-106, Т 26 и Т 153, с амплитудой $\Delta U = 8^m,5$, а в одном случае (звезда Т 53b, 2.X.72) с амплитудой даже $\Delta U > 8^m,5$. Это пока самые большие амплитуды, когда-либо зарегистрированные для вспышек типично вспыхивающих звезд. Вместе с тем значение этих экстремальных случаев колоссально: они как бы указывают на возможные резервы тех процессов, в результате которых появляются вспышки звезд вообще. Для возможности проверки той или иной теории вспышек такие исключительные случаи, несмотря на их крайнюю малочисленность, приобретают особую значимость, и уже в силу этого оставить их без внимания нельзя.

К сожалению, как для указанной вспышки Т177, так и вспышек остальных трех звезд, мы располагаем только одной наблюдательной величиной — амплитудой вспышки. Нам неизвестны прежде всего спектральные классы этих звезд. Поэтому в данном случае наша попытка сравнения теории с наблюдениями ограничивается только сопоставлением наблюдаемой амплитуды с ее теоретической величиной. Это сопоставление говорит в пользу теории, поскольку она предсказывает амплитуду в U -лучах порядка 10^m и больше для звезд М5 — М6 (см. также гл. 8).

Обращает на себя внимание следующее любопытное обстоятельство. При теоретически предельных значениях мощности вспышек блеск звезды в максимуме может сохраняться довольно долго и во всяком случае до тех пор, пока τ не будет изменяться существенно. Этот теоретический вывод как будто не противоречит случаю с Т177, когда максимум вспышки длился около часа.

Примечателен также следующий факт, имеющий отношение, в частности, к тепловой гипотезе происхождения вспышек. Для увеличения блеска звезды в 2000—3000 раз в рамках тепловой гипотезы необходимо, чтобы поверхность фотосферных слоев звезды также увеличилась в 2000—3000 раз в течение одного часа. Это эквивалентно увеличению радиуса звезды в 50 раз в течение часа. Приняв, что радиус звезды равен радиусу Солнца, найдем, что линейная скорость расширения фотосферных слоев должна быть очень большой — порядка $10000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Ранее на это обстоятельство обратил внимание В.А. Амбарцумян, пришедший к заключению, что для объяснения наблюдаемых темпов нарастания вспышек у звезд типа UV Ceti в рамках тепловой гипотезы требуется скорость расширения фотосферных слоев звезды порядка $50000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (при условии, что во время вспышки температура фотосферных слоев не меняется или почти не меняется). Между тем никаких наблюдательных данных о расширении фотосферных слоев звезды во время вспышки, да еще с такими колоссальными скоростями, мы не имеем.

11. Вспышки звезд класса К

Число вспыхивающих звезд, принадлежащих к спектральному классу К, сравнительно невелико. Тем не менее, эти звезды представляют определенный интерес для теории. Теоретические амплитуды вспышек уменьшаются очень быстро с переходом от звезд класса М к звездам класса К. К тому же величины этих амплитуд для звезд класса К становятся чувствительными к принятому энергетическому спектру быстрых электронов.

Т а б л и ц а 6.11. Максимальные теоретические амплитуды вспышек в U -лучах для звезд класса K5

Величина	Гауссово распределение электронов	Моноэнергетические электроны
ΔU	$3^m,4$	$2^m,8$
ΔB	1,8	1,1
ΔV	0,6	- 0,1

Т а б л и ц а 6.12. Максимальные наблюдаемые амплитуды вспышек в U -лучах звезд класса K в Плеядах

Спектральный подкласс	K3	K4	K5	K6	K7
ΔU_{\max}	$1^m,5$	$1^m,7$	$3^m,5$	$3^m,0$	$3^m,4$
Число звезд данного под-класса	3	1	7	6	14

В качестве примера в табл. 6.11 приведены теоретически предельные значения амплитуд ΔU , ΔB и ΔV для звезд класса K5 ($T = 4200$ K) как при гауссовом распределении электронов, так и моноэнергетическом. Эти данные приведены без поправки на отклонения истинного распределения непрерывной эмиссии в спектре звезды от планковского при заданной температуре звезды.

В Плеядах 31 вспыхивающая звезда класса K (по данным до 1970 г.). Их распределение по классам, а также значения максимальных амплитуд, зарегистрированных у звезд данного подкласса, представлены в табл. 6.12. Сопоставляя эти данные с табл. 6.11, мы видим, что согласно с теорией имеет место лишь в случае гауссова распределения электронов.

В Орионе вспыхивающих звезд класса K немного. Из десяти таких звезд у четырех амплитуда вспышки превышает $1^m,8$ (в U -лучах), причем в одном случае максимальная амплитуда оказалась равной $3^m,2$. Не исключена возможность аномального распределения энергии в спектре этих звезд аналогично тому, как это имело место в случае III 1306.

Данные об остальных скоплениях и ассоциациях следующие. В Темном Облаке Тельца есть две звезды класса K6e, вспыхивающие по одному разу с амплитудой $0^m,8$ и $0^m,5$ в U -лучах. В NGC 2264 — только одна звезда класса K0 с $\Delta B = 0^m,7$. В Яслях и Волосах Вероники вспыхивающие звезды класса K отсутствуют.

Таким образом, гипотеза быстрых электронов может объяснить без дополнительных допущений наблюдаемые амплитуды вспышек звезд класса K. Вместе с тем сопоставление результатов наблюдений, относящихся к вспыхивающим звездам класса K, с теоретическими вычислениями

подсказывает наиболее вероятный энергетический спектр быстрых электронов: он отличается от моноэнергетического и близок к гауссовой кривой нормального распределения случайных величин.

12. Вспышки звезд класса А

Амплитуда вспышек в ультрафиолетовых и фотографических лучах быстро уменьшается с переходом от звезд поздних классов к более ранним. Посмотрим теперь, что происходит в случае теоретической "вспышки" звезды класса А0, т.е. звезды с эффективной температурой 10000 К.

На рис. 6.22 приведены кривые теоретической вспышки, соответствующие значениям мощности $\tau = 0,1$ и $0,01$ для звезды класса А0. Нор-

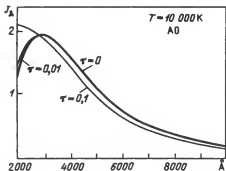


Рис. 6.22. Теоретическое распределение энергии при вспышке звезды класса А0 с мощностью $\tau = 0,1$ и $\tau = 0,01$ (моноэнергетические электроны, $\gamma^2 = 10$)

мальный спектр невозмущенной звезды ($\tau = 0$) представлен планковской кривой. Как видим, вспышка, обусловленная обратным комптон-эффектом на быстрых электронах, в случае звезды класса А0 практически невозможна, в лучшем случае в области U - и B -лучей может произойти уменьшение блеска звезды — отрицательная вспышка. Однако даже при $\tau = 0,1$ амплитуда вспышки очень мала, порядка $0^m,1$ не говоря уже о том, что вспышка звезды А0 с мощностью $\tau \sim 0,1$ либо вообще не может произойти, либо крайне маловероятна.

Таким образом, гипотеза быстрых электронов исключает возможность обнаружения вспышки у звезд ранних спектральных классов в фотографических и даже ультрафиолетовых лучах. В принципе вспышка у таких звезд может быть обнаружена в области длин волн короче 2500 Å.

13. Вероятная величина энергии быстрых электронов

Величины амплитуд вспышки зависят также от энергии быстрых электронов. В связи с этим возникает задача нахождения вероятной величины энергии быстрых электронов. Это можно сделать разными способами. Один из них основан на нахождении величины энергии быстрых электронов, при которой теоретическая амплитуда будет равна максимально зафиксированной амплитуде в данных лучах. Для этого нужно построить кривые зависимости максимальных теоретических амплитуд от энергии элект-

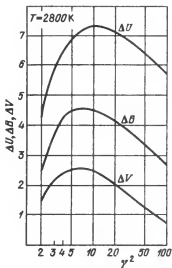


Рис. 6.23. К задаче о нахождении вероятной величины энергии быстрых электронов ("метод амплитуд")

ронов γ . Подобные кривые для звезд класса M5 представлены на рис. 6.23 (случай моносистемных электронов).

Как следует из приведенного рисунка, максимальная амплитуда вспышки может быть получена: в U -лучах при $\gamma^2 \sim 10$, в B -лучах при $\gamma^2 \sim 8$ и в V -лучах при $\gamma^2 \sim 5$. Этот кажущийся на первый взгляд разброс в величинах γ^2 соответствует в действительности небольшому интервалу энергии электронов — $1,2 \div 1,6 \cdot 10^6$ эВ. Учитывая к тому же, что в последних двух случаях (B и V) максимумы выделяются не столь выпукло, мы приходим к заключению, что обеспечить максимальные величины амплитуд вспышек в U -, B - и V -лучах можно при $\gamma^2 \sim 10$, что соответствует энергии быстрых электронов $\sim 1,5 \cdot 10^6$ эВ. Такой же результат получается и в случае, когда энергетический спектр быстрых электронов представлен гауссовой кривой.

Еще два способа определения оптимальной или вероятной величины энергии быстрых электронов будут рассмотрены в конце настоящей главы (раздел 24) и в разделе 7 гл. 7.

14. Потери энергии быстрого электрона и звезды при вспышке

Полная мощность одной вспышки звезды определяется суммарной энергией P быстрых электронов и равна

$$P = 4\pi R_*^2 \mathcal{E} \frac{\tau}{\sigma_s}, \quad (6.6)$$

где \mathcal{E} — энергия одного быстрого электрона, $\tau/\sigma_s = N_e$ — число быстрых электронов в столбе над фотосферой звезды с основанием в 1 см^2 , R_* — радиус звезды.

Приняв для коэффициента томсоновского рассеяния в нашем случае $\sigma_s = \gamma^2 \sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (см. гл. 3), а также $R_* \approx 0,1 R_\odot$ и $\mathcal{E} = \gamma mc^2 = 1,5 \cdot 10^6$ эВ, найдем из (6.6)

$$P \approx 2 \cdot 10^{38} \text{ эрг}. \quad (6.7)$$

Из этого количества энергии только часть — обозначим ее через q — передается фотонам в форме комптоновских потерь. Очевидно, q будет тем больше, чем больше длительность "задержки" быстрого электрона в окрестностях звезды. Определим сначала величину q .

Обозначим через E_0 полную дополнительную энергию, излучаемую звездой во всех частотах в течение всей продолжительности вспышки,

с момента ее появления до момента полного исчезновения; очевидно, ее можно определить путем интегрирования кривых блеска по времени и для всех длин волн, т.е.

$$E_0 = \iint E_\lambda(t) d\lambda dt. \quad (6.8)$$

Доля полной энергии электронов q , освобождаемой в виде излучения в результате обратного комптон-эффекта, — своего рода "коэффициент полезного действия", — очевидно, будет

$$q = \frac{E_0}{P} = \frac{\iint E_\lambda(t) d\lambda dt}{4\pi R_*^2 \cdot N_e}. \quad (6.9)$$

Значение E_0 в среднем находится в пределах $10^{30} - 10^{31}$ эрг [33]. В то же время средняя величина τ для вспыхивающих звезд порядка 0,001. По этим данным найдем из (6.9)

$$q \approx 10^{-3} \div 10^{-4}, \quad (6.10)$$

т.е. всего 0,01% или 0,1% полной энергии быстрых электронов превращается в энергию излучения вспышки.

Минимальное значение q — обозначим его через q_m — определяется потерей энергии электрона при одном акте неупругого столкновения с фотоном. Оно зависит от частоты фотона и равно

$$q_m = \frac{h\nu(\gamma^2 - 1)}{\gamma mc^2} \approx \gamma \frac{h\nu}{mc^2}; \quad (6.11)$$

приняв $\gamma \approx 3$ и $h\nu \approx 2$ эВ, найдем отсюда $q_m \approx 10^{-5}$ на один акт рассеяния. Сравнивая эту величину с (6.10), находим, что за время вспышки быстрый электрон испытывает в среднем от десяти до сотни неупругих столкновений с фотонами прежде чем покинуть звезду. Суммарная энергия, теряемая электроном на эти столкновения, порядка нескольких сотен электронвольт — ничтожно малая величина по сравнению с первоначальной энергией электрона ($\sim 10^6$ эВ).

Конечно, быстрые электроны могут терять энергию и другими путями, а некоторые из видов потерь могут быть даже куда значительными (ионизационные, магнитотормозные и пр.) по сравнению с комптоновскими. Весь вопрос заключается в том, что мы допускаем возможность существования во внешних областях звезды неких специфических условий, при которых хотя бы часть быстрых электронов получает шансы на уход от звезды, практически сохранив первоначальную энергию ($\sim 10^6$ эВ), после выполнения ими своей "комптоновской" миссии, минуя в то же время важнейшие барьеры по гашению энергии.

Определим суммарную энергию, освобожденную звездой в форме вспышек в течение всего периода ее "вспышечной" активности, т.е. примерно за 10^8 лет. Исходя из частоты трн вспышки в сутки или 1000 вспышек за год со средней мощностью $\tau \approx 0,001$ (которую следует считать завышенной при такой частоте вспышек), будем иметь для

освобожденной энергии за год	$\sim 10^{38}$ эрг,
освобожденной энергии за 10^8 лет	$\sim 10^{46}$ эрг.

Полная потеря энергии звездой за 10^8 лет путем нормального лучеиспускания составляет 10^{47} эрг при относительной болометрической светимости звезд класса M5, равной $L(M5)/L_{\odot} \approx 10^{-2}$.

Конечно, приведенные здесь оценки весьма приблизительны, тем более, что они предполагают постоянство как "вспышечной", так и излучательной активности звезды за 10^8 лет (более подробно к этому вопросу мы еще вернемся в гл. 11). Тем не менее полученные результаты показывают, что в период нормальной "вспышечной" активности потеря энергии звездой в форме освобождения быстрых электронов в пределах точности оценок — того же порядка или чуть меньше, что и потеря в форме нормального лучеиспускания. По некоторым соображениям потеря энергии звездой в форме быстрых электронов может преобладать над потерей энергии путем лучеиспускания в раннем периоде ее формирования.

Появление быстрых электронов во внешних областях атмосферы звезды, очевидно, сопровождается выбросом газовой материи. Нижнюю границу массы этой материи можно определить из условия, что число протонов равно числу быстрых электронов. Число быстрых электронов, выброшенных при одной вспышке, равно

$$N_e^* = 4\pi R_*^2 N_e \approx 10^{44} \tau. \quad (6.12)$$

Суммарная масса вещества, выброшенного звездой при приведенных выше условиях — 1000 вспышек в год при мощности одной вспышки $\tau \approx 0,001$, будет $10^{-13} M_{\odot}$ за год, или $10^{-5} M_{\odot}$ за 10^8 лет. Это на много порядков меньше, чем потеря массы звездой, обусловленная различными причинами и связанная с ее эволюцией.

15. Отрицательная инфракрасная вспышка

Гипотеза быстрых электронов предсказывает возможность так называемой *отрицательной инфракрасной вспышки* [34]. Сущность этого феномена заключается в следующем.

При вспышке звезды мы наблюдаем в коротковолновом диапазоне длин волн только повышение ее блеска. Но если вспышка вызвана быстрыми электронами, которые при неупругих столкновениях с инфракрасными фотонами заставляют их перейти в область коротковолновых фотонов, то в результате должно произойти уменьшение общего количества инфракрасных фотонов нормального фотосферного излучения звезды. Это уменьшение происходит строго синхронно с ростом потока коротковолновых фотонов, и поэтому правильнее будет в этом случае говорить об отрицательной инфракрасной вспышке.

Отрицательная инфракрасная вспышка характеризуется прежде всего амплитудой отрицательной вспышки $\Delta m(\lambda)$ и длиной волны λ_0 с нулевой амплитудой вспышки. Последнее означает, что в области $\lambda < \lambda_0$ мы должны иметь только положительную вспышку (например, в U , B - или V -лучах), а в области $\lambda > \lambda_0$ — только отрицательную. Величина λ_0 различна для звезд разных спектральных классов, в частности, λ_0 становится все короче по мере продвижения в сторону звезд ранних классов. Формально λ_0 определяется точкой пересечения кривых двух спектров — невозможной звезды и звезды в момент вспышки.

Т а б л и ц а 6.13. Длина волны λ_0 с нулевой амплитудой вспышки и теоретические амплитуды $\Delta m(\lambda)$ отрицательной (–) и положительной (+) вспышек на 8400, 10000 и 20000 Å (при $\tau \sim 0,1$) для звезд классов от M6 до K0

Спектральный класс	λ_0 Å		$\Delta m(\lambda)$		
	$\tau = 0,1 - 0,001$ ($\Delta U' = 10 \div 2$)	0,0001 ($\Delta U' < 1$)	8400 Å	10 000 Å	20 000 Å
M6	10000	7500	+ 0 ^m ,4	+ 0 ^m ,1	– 0 ^m ,1
M5	10000	6500	+ 0,1	0	– 0,1
M0	8000	5300	0	– 0,1	– 0,1
K5	6800	4600	– 0,1	– 0,1	– 0,1
K0	5800	4000	– 0,1	– 0,1	– 0,2

Как показывают вычисления, для данного спектрального класса звезды область нулевой амплитуды λ_0 почти не зависит от амплитуды вспышки (в U -лучах), когда $\tau = 0,1 - 0,001$, и сдвигается в область коротких волн при $\tau \geq 0,0001$.

Расчетные величины $\Delta m(\lambda)$ и λ_0 для ряда спектральных классов представлены в табл. 6.13 (более подробно см. [42]).

Согласно этим расчетам отрицательную вспышку у звезд классов M5 – M6 следует искать только в области с $\lambda > 10000$ Å при вспышках мощнее $\tau \sim 0,001$. В случае же вспышек звезд ранних классов – K5–K0 – отрицательную вспышку будем иметь в области с $\lambda > 7000-6000$ Å соответственно, амплитуда же отрицательной вспышки должна быть порядка 0^m,1 и меньше даже при самых мощных вспышках. При очень слабых вспышках, соответствующих значению $\tau \sim 0,0001$ и меньше, область отрицательных вспышек начинается с $\lambda_0 \approx 6500-7500$ Å для классов M6–M5 и $\lambda_0 \approx 4600-4000$ Å для K5–K0, однако в этом случае амплитуда отрицательной вспышки будет крайне мала – порядка 0^m,001.

Все это относится к "чистому" случаю, когда вспышка индуцирована исключительно обратным комптон-эффектом. Но по мере повышения мощности вспышки начинает преобладать нетепловое тормозное излучение или нетепловой бремсстралунг (см. гл. 8), приводящий к *положительной* вспышке, "затмивающей" отрицательную. Как показывают вычисления, в случае звезд классов M5 – M6 отрицательная вспышка вообще невозможна из-за глобального подавления ее положительной вспышкой (нетепловым бремсстралунгом) уже при мощностях $\tau \gtrsim 0,01$; у этих звезд отрицательная вспышка в принципе может быть обнаружена при $\tau \approx 0,001$, что соответствует амплитуде вспышек в U -лучах порядка и меньше 2^m. Амплитуда же отрицательной вспышки у этих звезд в интервале $\lambda \sim 1-2$ мкм должна быть опять-таки очень мала – от 0^m,001 до 0^m,002.

Из сказанного следует, что вероятность обнаружения отрицательных вспышек у таких звезд, как UV Cet, CN Leo, EV Lac и др., являющихся звездами класса M5,5–M4,5 должна быть крайне мала.

Таблица 6.14. Амплитуды положительной (+) вспышки в U -лучах и отрицательной (–) вспышки на длинах волн 10 000, 20 000 и 30 000 Å у звезд классов M0 и K5

Величина	0,1	0,01	0,001	0,0001
M0 ΔU	$+3^m,8$	$+1^m,8$	$+0^m,38$	$+0^m,04$
10000 Å	–0,077	–0,011	–0,0017	–0,0011
20000 Å	–0,121	–0,014	–0,0023	–0,0011
30000 Å	–0,126	–0,015	–0,0024	–0,0011
K5 ΔU	$+2,5$	$+0,8$	$+0,12$	$+0,01$
10000 Å	–0,097	–0,011	–0,002	–0,002
20000 Å	–0,124	–0,015	–0,003	–0,002
30000 Å	–0,128	–0,015	–0,003	–0,002

Совершенно иначе обстоит дело в случае вспыхивающих звезд сравнительно ранних классов — M0 — K5.

Здесь следует иметь в виду следующее важное обстоятельство. Амплитуда вспышки в случае обратного комптон-эффекта не зависит или почти не зависит от радиуса звезды. В случае же нетеплового бремсстралунга амплитуда вспышки обратно пропорциональна радиусу звезды. Это значит, что при одних и тех же условиях вклад нетеплового бремсстралунга будет существенно меньше у звезд M0–K5, радиусы которых превышают радиус звезд M5–M6 по крайней мере на порядок. Следовательно, вспышки звезд ранних классов (M0 — K5) практически будут обусловлены обратным комптон-эффектом со всеми вытекающими отсюда последствиями. Практически каждая вспышка звезды этих классов будет сопровождаться отрицательной вспышкой. К тому же область отрицательной вспышки в этом случае перемещается в ближнюю инфракрасную и даже фотонизуальную область спектра — до 6000 — 5000 Å. Однако амплитуды отрицательных вспышек по-прежнему будут очень малы — порядка $0^m,01$ даже при достаточно сильных вспышках ($\tau \approx 0,01$). Более подробно величины амплитуд вспышек в зависимости от мощности вспышки (τ или ΔU) представлены в табл. 6.14 для звезд классов M0 и K5.

Таким образом, потенциальную возможность обнаружения отрицательной вспышки мы имеем у вспыхивающих звезд классов M0 — K5. Единственным неудобством в этом случае является очень малая частота вспышек — у звезд этих классов она более чем на порядок меньше частоты вспышек звезд классов M5 — M6. Несмотря на это, систематические наблюдения таких звезд в инфракрасных лучах (1–3 мкм) следует считать более чем желательными, имея в виду принципиальную важность поставленной проблемы. В качестве возможных кандидатов для таких наблюдений можно указать в первую очередь следующие вспыхивающие звезды:

SZ UMa	$V = 9^m,23$	M1	CC Eri	$8^m,7$	K7
BD + 55° 1823	9,96	M1	BY Dra	8,6	K6
YY Gem	9,07	M0,5	EQ Vir	9,34	K5
AU Mic	8,61	M0			

Явление отрицательной инфракрасной вспышки является одним из важных теоретических выводов, вытекающих из гипотезы быстрых электронов. Нам неизвестно другое физическое явление, приводящее к положительной вспышке звезды в одной области спектра (длин волн) и к отрицательной — в другой. В таких условиях постановка специальных наблюдений над вспышками звезд с целью обнаружения эффекта отрицательной вспышки в инфракрасных лучах приобретает особое значение. Любой результат — наличие или отсутствие отрицательной инфракрасной вспышки — в этом случае будет иметь решающее значение для теории.

16. Инфракрасные наблюдения вспышек звезд

Еще в 1959 — 1960 гг. Аро провел специальные наблюдения в обсерватории Тонаитцинтла с целью выявления поведения звезд в инфракрасной области спектра во время вспышки. Чувствительность применяемых им фотографических пластинок простиралась от 7200 до 9200 Å с максимумом у 8400 Å. Снимки были получены на том же телескопе системы Шмидта и тем же методом (цепочки звезд из пяти изображений с выдержкой по 15 минут), что и при обнаружении вспышек звезд в обычных лучах в этой обсерватории.

В качестве объекта исследования была избрана ассоциация Ориона, содержащая в то время наибольшее количество вспыхивающих звезд. Всего было получено для этой области 66 пластинок в инфракрасных лучах. Внимательный их просмотр не подтвердил факта положительной вспышки уже известных и еще не известных вспыхивающих звезд в инфракрасных лучах; во всяком случае возможные колебания блеска оказались в пределах флуктуаций плотностей фотографических изображений звезд. Если иметь в виду, что в Орионе в среднем одна вспышка в U - и V -лучах приходится на три пластинки (хотя и были случаи обнаружения одновременно вспышек трех звезд на одной пластинке), то отрицательный результат при поисках положительной вспышки в инфракрасных лучах нельзя приписать недостаточности наблюдательного материала. Таким образом, факт отсутствия обычной, положительной, вспышки в инфракрасных лучах приобретает особое значение.

Однако в тот период, когда Аро осуществлял свою программу инфракрасных наблюдений вспыхивающих звезд, ничего не было известно об "отрицательной" инфракрасной вспышке. Поэтому любой наблюдатель, занимавшийся поисками положительной инфракрасной вспышки, мог бы пропустить или просто не заметить вспышки отрицательные, если к тому же их ожидаемые амплитуды, как мы видели вы-

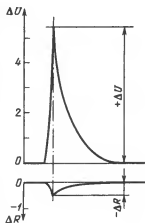


Рис. 6.24. Кривые блеска обычной — положительной (вверху) и отрицательной (внизу) вспышек (схема). Максимум отрицательной в вспышке достигается при максимуме положительной в вспышке

ше, крайние малы. При такой ситуации возникла необходимость пересмотра указанных пластинок, на этот раз с целью обнаружения на них отрицательных вспышек. Это было сделано летом 1968 г., правда, без особых надежд. Дело в том, что качество почти всех пластинок оказалось недостаточно высоким для того, чтобы можно было заметить колебания блеска даже 0,5 звездной величины; влияние многочисленных фотографических эффектов и дефектов сказывалось достаточно сильно, чтобы можно было сделать сколь-нибудь надежные выводы. Во всяком случае было ясно, что на этом материале нельзя доказать или отвергнуть возможность отрицательной инфракрасной вспышки. Вместе с тем еще раз подтвердился факт отсутствия положительных инфракрасных вспышек, что тоже немаловажно.

Проблема отрицательной инфракрасной вспышки может быть решена в области длин волн 1–3 мкм и с очень высокой точностью (до $0^m,01$ и даже $0^m,001$) только путем электрофотометрических наблюдений. Идеальным было бы проведение наблюдений для одной и той же звезды строго синхронно в области положительной вспышки (U или B -лучи) и в области отрицательной вспышки (инфракрасные лучи). Ожидаемая при этом картина должна выглядеть примерно так, как это представлено на рис. 6.24.

17. Частота отрицательных инфракрасных вспышек

Вероятность отрицательной инфракрасной вспышки с амплитудой порядка, $0^m,1$ и больше должна быть равна вероятности вспышки в U -лучах с амплитудой 7–8^m или вероятности вспышки в B -лучах с амплитудой 4–6^m. А эти вероятности нам более или менее хорошо известны. Например, частота вспышек в Орионе с амплитудой 5–6^m (в B -лучах) равна $0,0087 \text{ в сп} \cdot \text{ч}^{-1}$ [35], а частота вспышек в Плеядах с амплитудой 7–8^m в U -лучах равна $0,005 \text{ в сп} \cdot \text{ч}^{-1}$. Отсюда найдем для частоты отрицательной инфракрасной вспышки:

в Орионе — одна вспышка за 120 часов наблюдений,

в Плеядах — одна вспышка за 200 часов наблюдений.

Частота вспышек в B - и U -лучах с амплитудой больше $0^m,5$ в Орионе и в Плеядах почти одинакова и равна $0,35 \text{ в сп} \cdot \text{ч}^{-1}$, т.е. в среднем за три часа происходит одна вспышка. Это значит, что частота отрицательных инфракрасных вспышек должна быть почти в 40 раз меньше частоты обычных положительных вспышек. Поэтому необходимо вести 160–200-часовые электрофотометрические наблюдения, например, YZ CMi, чтобы поймать одну отрицательную инфракрасную вспышку с амплитудой порядка $0^m,1$ (в области $\lambda > 10\,000 \text{ \AA}$).

18. Амплитуды вспышек в области вакуумного ультрафиолета

Нет сомнений, что рано или поздно будут проведены наблюдения вспыхивающих звезд во внеатмосферных условиях с помощью космических обсерваторий. Одной из важнейших задач, которые могут быть поставлены при этом, является изучение структуры спектра вспышки звезды в области вакуумного ультрафиолета, т.е. в области длин волн короче 3000 \AA . В связи с этим возникает вопрос об ожидаемых амплитудах вспышек в указанной области спектра в рамках гипотезы быстрых электронов.

Таблица 6.15. Теоретические амплитуды вспышек Δm_λ на длинах волн 3000, 2500 и 2000 Å

Спектральный класс	Длина волны, Å	τ				
		1	0,1	0,01	0,001	0,0001
M6	3000	11 ^{m5}	10 ^{m6}	8 ^{m5}	6 ^{m1}	3 ^{m6}
	2500	15,4	14,5	12,2	9,7	7,2
	2000	21,0	20,0	17,8	15,4	12,8
M5	3000	9,5	8,8	6,6	4,1	1,8
	2500	12,8	12,2	9,8	7,3	4,9
	2000	18,0	17,0	14,9	12,3	9,8
M0	3000	6,0	5,2	3,0	1,0	0,1
	2500	8,5	7,7	5,5	3,1	1,0
	2000	12,4	11,5	9,3	6,8	4,4
K5	3000	4,2	3,5	1,5	0,3	0,0
	2500	6,3	5,6	3,4	1,2	0,2
	2000	9,5	8,9	6,6	4,1	1,8

Для большей определенности ограничимся здесь нахождением теоретических амплитуд вспышек на определенных длинах волн, например, 3000, 2500 и 2000 Å.

Амплитуду вспышек на данной длине волны λ и в единичном интервале длин волн можно определить из следующего соотношения:

$$\Delta m(\lambda) = 2,5 \lg C_\lambda(\tau, \gamma, T), \quad (6.13)$$

где функция $C_\lambda(\tau, \gamma, T)$ определяется в случае моноэнергетических электронов из (4.32), а ее числовые величины приведены в табл. 4.2.

Найденные с помощью (6.13) расчетные значения амплитуд вспышек на указанных длинах волн приведены в табл. 6.15. Как видим, эти амплитуды очень большие, в особенности у звезд классов M6-M5 — порядка 10^m и больше, даже при малых значениях τ . Однако это вызвано не столько абсолютным ростом излучения во время вспышек, сколько крайне низкой излучательной способностью звезды на этих длинах волн в ее спокойном состоянии.

Чтобы получить некоторое представление о реальном повышении яркости звезды в области короче 3000 Å, определим относительный блеск вспышки, т.е. разность между яркостью звезды в области 2000–3000 Å и, например, областью 4000–5000 Å во время вспышки. Имеем:

$$\begin{aligned} \Delta m(2000 - 3000) &= m(2000 - 3000) - m(4000 - 5000) = \\ &= 2,5 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_\lambda(T) C_\lambda(\tau, \gamma, T) d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} B_\lambda(T) C_\lambda(\tau, \gamma, T) d\lambda}, \end{aligned} \quad (6.14)$$

где $\lambda_1 = 2000$ Å, $\lambda_2 = 3000$ Å, $\lambda_3 = 4000$ Å и $\lambda_4 = 5000$ Å.

Т а б л и ц а 6.16. Теоретическая относительная яркость Δm вспыхнувшей звезды в интервале 2000–3000 Å по отношению к ее яркости в интервале 4000–5000 Å

Спектральный класс	τ				
	1	0,1	0,01	0,001	0,0001
M6	$-1^m,9$	$-1^m,9$	$-1^m,8$	$-1^m,9$	$+5^m,7$
M5	-2,0	-2,0	-1,6	-0,4	+4,9
M0	-2,2	-1,9	-0,8	+1,3	+3,5
K5	-2,4	-1,7	-0,5	+1,7	+2,6
K0	-2,2	-1,3	+0,4	+1,8	+2,0

Найденные таким путем величины $\Delta m(2000-3000)$ приведены в табл. 6.16. Знак минус (плюс) означает, что в интервале 2000–3000 Å вспыхнувшая звезда становится ярче (слабее) на данную величину по сравнению с ее яркостью в интервале 4000–5000 Å. Из приведенных в табл. 6.16 данных следует, что типичные вспыхивающие звезды — позднее M0 — даже при умеренных вспышках ($\tau \approx 0,001$) в интервале 2000–3000 Å будут на одну звездную величину ярче, чем в фотографических лучах.

19. Наблюдаемые амплитуды вспышек в ультрафиолете

Для одной вспышки Gl 867 A (11.IX.79) вспыхивающей звезды класса dM2e имеется IUE запись непрерывного спектра в области 1200–2000 Å (см. рис. 6.31); при этом уровень непрерывного спектра J_{λ}^0 оказался постоянным в указанном интервале длин волн [49]. Сопоставляя этот спектр с полной мощностью излучения звезды в эмиссионной линии 1550 C IV, равной $7 \cdot 10^{27}$ эрг \cdot с $^{-1}$ [49], можно найти $J_{\lambda}^0 = 1,04 \cdot 10^{12}$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$ (при радиусе звезды $R_* = 0,5R_{\odot}$).

С другой стороны, для функции $C_{\lambda}(\tau, \gamma, T)$ — относительного роста интенсивности во время вспышки на данной длине волны, согласно определению, имеем из (4.35) и (4.37) (при $\tau \ll 1$ и для области очень коротких волн)

$$C_{\lambda}(\tau, \gamma, T) = \frac{J_{\lambda}^0}{B_{\lambda}(T)} = \frac{3}{4\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} \tau, \quad (6.15)$$

где $x = hc/kT\lambda$, $B_{\lambda}(T)$ — функция Планка при эффективной температуре звезды T . Из (6.15) имеем для эффективной оптической толщины τ слоя из быстрых электронов для процессов томсоновского рассеяния:

$$\tau = \frac{4\gamma^4}{3} \frac{e^{x/\gamma^2} - 1}{e^x - 1} \frac{J_{\lambda}^0}{B_{\lambda}(T)}. \quad (6.16)$$

Применяя это соотношение для $\lambda = 1500 \text{ Å}$ и приняв $J_{1550}^0 = 1,04 \times 10^{12}$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$, найдем при $\gamma^2 = 10$ и $T = 2800 \text{ K}$

$$\tau = 0,00005, \quad (6.17)$$

т.е. эффективная оптическая толщина имеет крайне малую величину, и, ста-

ло быть, в рассматриваемом случае мы имеем дело с очень слабой вспышкой.

Найденное значение τ является постоянным для данной вспышки, и его можно использовать для нахождения остальных ее параметров, в частности, расчетных амплитуд вспышек на разных длинах волн.

Найдем сперва наблюдаемые амплитуды вспышек на 1200 Å, 1500 Å и 2000 Å. Имеем.

$$\Delta m = 2,5 \lg \frac{J_{\lambda}^0}{B_{\lambda}(T_*)}, \quad (6.18)$$

причем в данном случае $J_{1200}^0 = J_{1500}^0 = J_{2000}^0$. Что касается более длинноволновой области, то амплитуды в этом случае находятся в соответствии с соотношением

$$\Delta m = 2,5 \lg C_{\lambda}(\tau, \gamma, T_*), \quad (6.19)$$

где

$$C_{\lambda}(\tau, \gamma, T_*) = 1 + \frac{3}{4\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^x/\gamma^2 - 1} \tau. \quad (6.20)$$

Выше с помощью (6.18) были найдены наблюдаемые амплитуды вспышки в длинах волн 1200 Å, 1500 Å и 2000 Å, а с помощью (6.19) и (6.20) ожидаемые или расчетные амплитуды в длинах волн 3000 Å, 4000 Å и 5000 Å; при этом принято $T_{эф} = 2800$ К, $\tau = 0,00005$, $\gamma^2 = 10$. Результаты оказались следующими:

Длина волны (Å)	Амплитуда вспышки (Δm_{λ})
1200	22 ^m ,8
1500	15,4
2000	8,3
3000	0,62
4000	0,026
5000	0,0035

Судя по полученным результатам, рассматриваемая вспышка G1867 A, столь значительная в ультрафиолете (ведь амплитуда вспышки оказалась в пределах от 10^m до 20^m), не могла или почти не могла бы быть обнаруженной в оптическом диапазоне: ожидаемая амплитуда вспышки в этом случае должна быть порядка $0^m,01$. Это свидетельствует об исключительной чувствительности далекого ультрафиолета, области 1000–2000 Å, в отношении малейших проявлений вспышечной активности звезды. Если добавить к этому возможность регистрации чистой эмиссии вспышки без каких бы то ни было примесей излучения теплового или иного происхождения, то важность и целесообразность накопления такого рода наблюдательного материала станет более чем очевидной.

20. Эффект спада блеска звезды перед вспышкой

Амплитуды вспышек имеют теоретический максимум, по-видимому, при $\tau \approx 0,5$. При значениях $\tau \gg 1$ доля проходящего через среду быстрых электронов фотосферного излучения, равная приблизительно

$$\frac{1}{1 + \tau}, \quad (6.21)$$

будет крайне мала. В этом случае практически все излучение будет отражаться обратно в сторону фотосферы, так как доля отраженного излучения равна (чистое рассеяние)

$$\frac{\tau}{1 + \tau} \quad (6.22)$$

В принципе, мыслимо такое соотношение между темпом выброса внутризвездной материи наружу и темпом выделения быстрых электронов

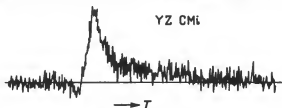


Рис. 6.25. Пример световой кривой одной вспышки YZ CMi (5.1. 1978 г.), зарегистрированной особым способом [43], исключающим влияние турбулентции земной атмосферы. Четко виден "эффект спада" блеска перед вспышкой

из этой материи, при котором оптическая толщина облака или слоя из быстрых электронов, находящегося над фотосферой, может на некоторое время оказаться значительно больше единицы. Такое электронное облако будет играть роль темного экрана, препятствующего прохождению нормального фотосферного излучения. В таких случаях может произойти даже спад нормального блеска звезды во всех лучах непосредственно перед вспышкой.

Спад блеска звезды перед вспышкой хотя и не так часто, но все-таки наблюдается. Это явление имело место, например, во время ряда вспышек UV Cet (19.IX.65; 20.IX.65; 23.IX.65) [17], EV Lac (27.IX.71) [36], AD Leo (15.XII.73; 26.XII.73) [37], V 1216 Sgr (22.VI.74), YZ CMi (2.XII.75) [39] и т.д. Очень эффективным был спад блеска перед одной интересной вспышкой YZ CMi (5.1.78) [43], а также перед вспышкой EV Lac (9.X.73), зарегистрированной в желтых лучах ($\lambda_{\text{эф}} \approx 5400 \text{ \AA}$) [40]. Сама величина спада блеска во всех случаях была небольшая — порядка 0,2–0,3 (в В-лучах).

Спад блеска перед вспышкой длится, однако, недолго — облако будет расширяться (рассеиваться) очень быстро, вследствие чего и уменьшится τ . По существу, вспышка начинается только после того, как τ становится порядка и меньше единицы.

Дальше все будет зависеть от соотношения между темпом разлета облака и темпом выделения быстрых электронов (и не только быстрых). Если этот процесс прекратится быстро, то облако на очень короткое время, практически на какое-то мгновение, окажется в состоянии, соответствующем значению $\tau \sim 0,5$. Вследствие этого момент теоретического максимума может даже и не быть уловлен. Если же процесс выделения быстрых электронов продлится на какое-то время, то вспышка будет менее "безынерционной" и ее можно будет "поймать" около максимума.

Что касается практической стороны вопроса, то здесь надо проявить определенную осторожность. Дело в том, что в силу своей кратковременности и небольшой глубины спад блеска очень легко можно спутать, как это убедительно показали Родоно и др. [43], с флуктуациями, вызванными турбулентцией земной атмосферы. По-видимому, для регистрации "эффекта спада" необходимо применить особую методику электрофотометрических измерений, исключающую влияние атмосферной турбулентции при регистрации световой кривой вспышки (см. [43]). Именно таким путем был зарегистрирован спад блеска перед вспышкой YZ CMi, упомянутой выше, световая кривая которой показана на рис. 6.25.

Таким образом, гипотеза быстрых электронов предсказывает также возможность следующих двух эффектов:

а) Кратковременный и небольшой спад блеска звезды во всех лучах перед вспышкой.

б) Очень узкая и очень острая форма световой кривой вспышки на ее максимуме.

Последнее утверждение означает также, что средняя амплитуда данной серии вспышек будет тем больше, чем меньше (численно) постоянная времени регистрирующей аппаратуры.

21. Короткоживущие вспышки

В связи со вторым предсказанием, отмеченным выше, представляют особый интерес световые кривые вспышек, записанные Кристалди и Родоно [8]. Работая с электрофотометром с постоянной времени почти на порядок меньше обычной ($\sim 0,5$ с), они зарегистрировали световые кривые большого количества вспышек UV Cet и EV Lac с очень высоким временным разрешением, выделяя в результате тонкую структуру этих кривых: образцы кривых для UV Cet воспроизведены на рисунках 6.26—6.27. На них четко видны узкие и очень острые пики, о которых говорилось выше. Эти пики не видны на световых кривых, полученных ранее с помощью менее безынерционной регистрирующей аппаратуры. Вместе с тем у нас пока нет оснований утверждать, что при работе с еще более безынерционной аппаратурой эти пики не будут еще острее и еще выше.

Большое количество вспышек UV Cet с очень острыми, достаточно интенсивными и, главное, весьма непродолжительными (от 3 до 12 с) световыми кривыми были зарегистрированы также Жарреттом и ван Руеном в Бойденской обсерватории [44].

Резкое повышение временного разрешения световых кривых позволило выявить качественно новые и важные свойства вспышек у звезд. Например, является принципиально новым существование весьма короткоживущих, с продолжительностью в несколько секунд, вспышек, своего рода всплесков — иногда их называют спиками — к тому же с достаточно высокой интенсивностью (см. рис. 6.26 и 6.27). Далее, реальная частота вспышек оказывается значительно выше, чем думали раньше, — временами она достигает чуть ли не одной вспышки на две минуты (см. рис. 6.27).

Повышение временного разрешения кривых блеска дало также важную информацию о динамике самой вспышки и, в конечном счете, о ее природе. В частности, впервые мы столкнулись с тем фактом, что спад

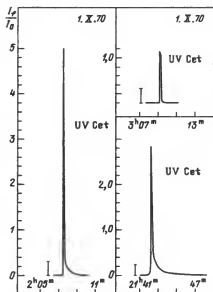


Рис. 6.26. Кривые блеска трех короткоживущих вспышек UV Cet в B -лучах, зарегистрированные с временным разрешением 0,5 с. Вертикальные черточки – величины ошибок измерений [8]

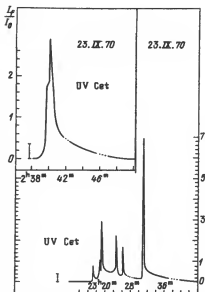


Рис. 6.27. Пример группы короткоживущих вспышек UV Cet (ср. с рис. 6.26)

блеска звезды после максимума вспышки происходит почти с такой же скоростью, что и его повышение. Из приведенных на рисунках световых кривых следует, что, например, шестикратное уменьшение блеска звезды после максимума вспышки произошло за 4–5 секунд.

Весьма острые и крайне непродолжительные максимумы присущи также очень мощным вспышкам: амплитуда повышения блеска во время одной необычайной вспышки EV Lac (22.VIII.70) достигла $\Delta U \approx 5,2$ (!) – явление крайне редкое для этой звезды. Маловероятно, чтобы такой максимум мог быть зарегистрирован ранее, при работе с аппаратурой со значительно меньшим временным разрешением.

С позиции корпускулярной гипотезы, при которой генерация и развитие самой вспышки связывается со спонтанным появлением и разлетом релятивистских частиц (быстрых электронов), приводимые на этих рисунках световые кривые вполне объяснимы.

Следует отметить, что, например, гипотеза высвечивания нонизованного газа в принципе также допускает быстрый спад интенсивности эмиссии; при этом электронная концентрация возникшего во время вспышки горячего облака должна быть порядка $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. § 4, гл. 9). Эти соображения, однако, относятся к чисто рекомбинационному спектру. Между тем речь идет об объяснении возникшей во время вспышки непрерывной эмиссии нерекомбинационного происхождения и ее быстрого спада на нисходящей ветви световой кривой.

22. Потеря лучистой энергии звезды путем вспышек

Какова все-таки доля лучистой энергии, освобождаемой звездой путем вспышек? И вообще, зависит ли абсолютная величина лучистой энергии, освобождаемой при вспышках, от абсолютной светимости звезды? Ниже мы попытаемся дать ответ на эти вопросы.

Начнем со второго вопроса. Найти абсолютную величину энергии E_f , освобождаемой звездой в среднем на одну вспышку, проще всего следующим образом. Выше, в гл. 1 (раздел 7), мы ввели понятие "эквивалентного времени" или "интеграла вспышки" P для одной вспышки, представляющее собой время (в секундах), в течение которого невозмущенная звезда с постоянным лученосением I_* (эрг \cdot с $^{-1}$) излучает столько же энергии, сколько в течение всей продолжительности вспышки. Эта величина определяется наблюдениями, путем интегрирования световой кривой для каждой вспышки в отдельности.

С другой стороны, вся совокупность вспышек для данной звезды и в данном диапазоне длин волн характеризуется некоей средней величиной амплитуды вспышек, величина которой также находится из наблюдений (см. табл. 1.6). Очевидно, каждой средней амплитуде вспышки, например ΔU , будет соответствовать некое среднее эквивалентное время $P(\Delta U)$. Тогда для энергии $E_f(U)$, освобождаемой данной звездой в U -лучах в среднем во время одной вспышки, можно написать

$$E_f(U) = P(\Delta U) I_*(U), \quad (6.23)$$

где $I_*(U)$ — интенсивность излучения невозмущенной звезды в U -лучах. Что касается $P(\Delta U)$, то его величину можно определить эмпирическим путем по заданной средней величине ΔU , предварительно построив зависимость $P(\Delta U)$ от ΔU по данным наблюдений. Наиболее однородный материал для этой цели содержится в работе Моффетта [7] для группы вспышечных звезд типа UV Ceti. В результате обработки этого материала была найдена эмпирическая зависимость $P(\Delta U)$ (в секундах) от ΔU (в звездных величинах) (рис. 6.28), которую можно представить достаточно удовлетворительно следующим эмпирическим соотношением:

$$\lg P(\Delta U) = 1,60 + 0,425 \Delta U. \quad (6.24)$$

Далее, пользуясь табл. 1.6, мы можем найти среднюю величину $P(\Delta U)$ (в секундах) для каждой звезды в отдельности, а затем и энергию $E_f(U)$, освобождаемую звездой в среднем на одну вспышку; результаты представлены в табл. 6.17.

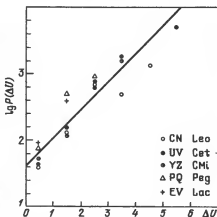


Рис. 6.28. Эмпирическая зависимость между эквивалентным (интегральным) временем $P(\Delta U)$ вспышки и амплитудой вспышки ΔU в U -полосе по данным пяти звезд типа UV Ceti (см. табл. 6.17)

Таблица 6.17. Средние величины абсолютной энергии ($E_f(U)$), освобожденной звездой в U -лучах во время вспышки, и доля лучистой энергии, (J_f/I_*), теряемой звездой путем вспышек в U - и B -лучах

Звезда	M_V	$I_*(U)$ эрг · с ⁻¹	$P(\Delta U)$ с	$E_f(U)$ эрг	$\frac{J_f(U)}{I_*(U)}$	$\frac{J_f(B)}{I_*(B)}$
CN Leo	16,68	$3,33 \cdot 10^{26}$	186	$6,20 \cdot 10^{28}$	0,29	0,036
UV Cet	15,27	$2,26 \cdot 10^{27}$	140	$3,16 \cdot 10^{29}$	0,31	0,044
Wolf 424	14,31	$4,15 \cdot 10^{27}$	132	$5,50 \cdot 10^{29}$	0,18	—
40 Eri C	13,73	$8,35 \cdot 10^{27}$	64	$5,32 \cdot 10^{29}$	0,035	—
Ross 614	13,08	$1,32 \cdot 10^{28}$	62	$8,20 \cdot 10^{29}$	0,060	—
YZ CMi	12,29	$4,00 \cdot 10^{28}$	100	$4,00 \cdot 10^{30}$	0,046	0,016
EV Lac	11,50	$1,30 \cdot 10^{29}$	107	$1,40 \cdot 10^{31}$	0,010	—
EQ Peg	11,33	$1,00 \cdot 10^{29}$	89	$8,90 \cdot 10^{30}$	0,014	—
AT Mic	11,09	$1,17 \cdot 10^{29}$	75	$8,75 \cdot 10^{30}$	0,014	—
AD Leo	10,98	$1,32 \cdot 10^{29}$	59	$7,80 \cdot 10^{30}$	0,012	0,002
Wolf 630	10,79	$1,45 \cdot 10^{29}$	52	$7,50 \cdot 10^{30}$	0,026	—
AU Mic	8,87	$3,57 \cdot 10^{29}$	50	$1,78 \cdot 10^{31}$	0,010	—
YY Gem	8,36	$1,61 \cdot 10^{30}$	85	$1,37 \cdot 10^{32}$	0,002	—

Эти же результаты показаны на рис. 6.29 в виде графика зависимости $\lg E_f(U)$ от абсолютной светимости звезды M_V . Как мы видим, существует весьма четко выраженная зависимость между $E_f(U)$ и M_V , а именно, освобождаемая при вспышке энергия в U -лучах тем больше, чем больше абсолютная светимость звезды. Этот вывод относится и к B - и к V -лучам.

Найденная зависимость между $E_f(U)$ и M_V может быть представлена следующей эмпирической формулой:

$$\lg E_f(U) = 35,27 - 0,383 M_V. \quad (6.25)$$

Перейдем к первому вопросу — о доле энергии, освобожденной звездой путем вспышек. Если f_U есть частота вспышек (вспышек · ч⁻¹), то число вспышек за 1 с будет: $2,77 \cdot 10^{-4} f_U F(\Delta U)$, где $F(\Delta U)$ — функция распределения вспышек по амплитудам. С другой стороны, энергия, освобожденная во время одной вспышки амплитуды ΔU и в интервале амплитуд $d(\Delta U)$, будет $P(\Delta U) I_*(U) d(\Delta U)$. Поэтому для доли энергии $J_f(U)/I_*(U)$, излучаемой звездой в U -лучах во время вспышек, будем иметь

$$\frac{J_f(U)}{I_*(U)} = 2,77 \cdot 10^{-4} f_U \int P(\Delta U) F(\Delta U) d(\Delta U). \quad (6.26)$$

Аналогичное выражение можно написать и для диапазонов B и V . Взяв числовые значения f_U и $F(\Delta U)$ из табл. 1.3 и 1.8, а значения $P(\Delta U)$ — из (6.24), можно найти числовые величины $J_f(U)/I_*(U)$, а также $J_f(B)/I_*(B)$ для ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet, абсолютные светимости кото-

рых значительно отличаются друг от друга (на 8 звездных величин); результаты представлены в последних двух столбцах табл. 6.17.

Сопоставление полученных результатов с абсолютными светимостями звезд M_V позволяет сделать следующие выводы:

а) Доля лучистой энергии, освобождаемой звездой в U -лучах во время вспышек, довольно большая — порядка 30% — у таких абсолютно слабых звезд, какими являются UV Cet и CN Leo. Однако с увеличением абсолютной светимости звезды эта доля стремительно падает, доходя до 1–2% у звезд YZ CMi и AD Leo и 0,1% у YY Gem.

б) Доля энергии, освобождаемой звездой в B -лучах, очень мала — порядка 4% — даже в случае звезд UV Cet и CN Leo. Эта доля для AD Leo составляет ~ 0,1%.

Из двух типов энергий, рассмотренных выше, основным все-таки следует считать *относительную* величину энергии, поскольку эта величина характеризует степень нестационарности данной звезды. Тогда мы приходим к заключению, что, например, UV Cet является нестационарным объектом в гораздо большей степени, чем AD Leo.

Зависимость $J_f(U)/I_*(U)$ от M_V можно представить следующей эмпирической формулой:

$$\lg \frac{J_f(U)}{I_*(U)} = -4,75 + 0,26 M_V. \quad (6.27)$$

Обращает на себя внимание огромный диапазон — три порядка — в величинах энергии, излучаемой звездой в среднем во время одной вспышки (см. рис. 6.29), при переходе от звезд низкой светимости (CN Leo) к звезд

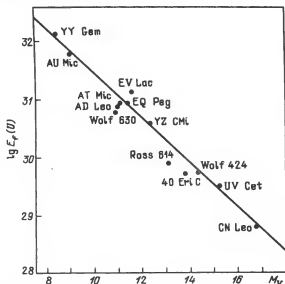


Рис. 6.29. Эмпирическая зависимость между величиной лучистой энергии $E_f(U)$, потерянной в среднем на одну вспышку, и абсолютной светимостью звезды M_V , построенная по данным группы вспыхивающих звезд типа UV Cet

дам высокой светимости (YY Gem). Во время одной вспышки, например YY Gem, освобождается в среднем в 430 раз больше лучистой энергии, чем во время одной вспышки UV Cet (или в 2200 раз больше, чем в случае CN Leo). Амплитуды вспышек UV Cet и CN Leo дошли бы до $6^m,5$ и $8^m,5$ соответственно (в U -лучах), если вдруг они "вздумали" бы вспыхнуть с силой, характерной для YY Gem. Вспышку же YY Gem совершенно нельзя было бы уловить, если бы она произошла с мощностью, обычной для UV Cet, — амплитуда такой вспышки оказалась бы $0^m,006$. Отсюда можно сделать заключение: YY Gem в принципе может испытывать частые, но и не подлежащие регистрации вспышки с мощностью, обычной для звезд UV Cet или CN Leo, только такие вспышки не будут играть особой роли в общем энергетическом балансе YY Gem. Что касается вопроса о том, почему звезды UV Cet или CN Leo не вспыхивают достаточно часто с мощностью, обычной для YY Gem, то об этом надо подумать. Здесь прежде всего подлежат выяснению вопрос, в какой мере уместна аналогия между двумя категориями звезд — YY Gem, с одной стороны, и UV Cet или CN Leo, с другой, по многим признакам отличающимся друг от друга.

23. Энергия света вспышки

Лейси и др. [33] были найдены эмпирические соотношения между энергиями света вспышки E_U , E_B и E_V в UBV -полосах соответственно; они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_U &= (1,20 \pm 0,08)E_B, \\ E_U &= (1,79 \pm 0,15)E_V. \end{aligned} \quad (6.28)$$

Эти зависимости были установлены в отношении группы из восьми вспыхивающих звезд типа UV Cet, спектральные классы которых находятся в интервале M1–M5,5, а абсолютные светимости отличаются друг от друга на четыре порядка. С учетом дисперсии амплитуд вспышки — до $7^m - 7^m,5$ в U -лучах или три порядка в величине освобожденной во время вспышки энергии — диапазон действия соотношений (6.28) достигает семи порядков.

В связи с этим возникает два вопроса. Первый — в какой мере соотношения (6.28) находятся в согласии с гипотезой быстрых электронов? Второй — следует ли из этих соотношений делать заключение, что числовые коэффициенты, связывающие E_U , E_B и E_V друг с другом, не зависят от мощности вспышки или же это средние значения величин, обладающих физической дисперсией?

Представим указанные зависимости в следующем виде:

$$\frac{E_U}{E_B} = Q; \quad \frac{E_U}{E_V} = P. \quad (6.29)$$

Нашей задачей является нахождение величин Q и P в зависимости от τ — мощности вспышки.

В выражениях (6.28) под E_U , E_B и E_V подразумевается интегрированная по всей световой кривой вспышки энергия в данном диапазоне. Мы же несколько упростим задачу, приняв за E_U , E_B и E_V значение энергии на максимуме вспышки.

Обозначая через q_U, q_B и q_V светимости звезды в ее спокойном, вне вспышки, состоянии в соответствующих полосах, мы можем написать

$$E_U = q_U 10^{0,4\Delta U}; \quad E_B = q_B 10^{0,4\Delta B}; \quad E_V = q_V 10^{0,4\Delta V}; \quad (6.30)$$

Из (6.29) и (6.30) будем иметь

$$Q = \frac{q_U}{q_B} 10^{0,4(\Delta U - \Delta B)}, \quad (6.31)$$

$$P = \frac{q_U}{q_V} 10^{0,4(\Delta U - \Delta V)}. \quad (6.32)$$

По отмеченной выше причине найденные таким путем значения Q и P будут их нижними пределами.

Расчетные величины результирующих амплитуд $\Delta U, \Delta B$ и ΔV , обусловленные одновременно обратным комптон-эффектом и нетепловым бремс-стралунгом (гл. 8), приведены в табл. 8.4 для ряда значений τ и $T = 2800$ К. С их помощью были найдены следующие числовые значения Q и P с помощью (6.31) и (6.32):

τ	0,1	0,01	0,001	0,0001
Q	1,8	1,7	1,0	0,30
P	4,8	3,4	0,7	0,16

При вычислениях было принято $q_U/q_B = 0,2$ и $q_U/q_V = 0,1$; согласно данным табл. 6.7 для группы звезд типа UV Cet эти значения находятся в пределах 0,105 — 0,219 в первом случае и 0,025—0,110 — во втором.

Как следует из полученных результатов, коэффициенты Q и P суть величины отнюдь не постоянные, а меняющиеся в зависимости от мощности вспышки τ . При изменении мощности вспышки, например, на три порядка — от $\tau = 0,0001$ до $\tau = 0,1$ — величины Q и P изменяются почти на порядок. Следовательно, график зависимости E_U от E_B или E_U от E_V не может быть представлен одной линией, как это следует из (6.28), а целой полосой, ширина которой соответствует реальной физической дисперсии величин Q и P .

Чтобы убедиться в том, в какой мере сделанный вывод соответствует действительности, были нанесены линии зависимости $E_U \sim E_B$ и $E_U \sim E_V$, соответствующие различным значениям τ , а стало быть, разным величинам Q и P , на графики этих же зависимостей, построенные по данным наблюдений [33]; результаты представлены на рис. 6.30 штриховыми линиями. Аналогичный результат получается и в случае зависимости $E_B \sim E_V$.

Разброс точек на приведенном рисунке истолковывается как следствие недостаточно высокого энергетического разрешения самих измерений, а выведенные из этих данных зависимости (6.28) — не более, как статистические соотношения. В какой-то мере это, конечно, соответствует действительности. Однако приведенные на рисунке линии зависимости $E_U \sim E_B$, соответствующие разным значениям мощности вспышки τ , говорят о том, что даже в случае сколь угодно высокого энергетического разрешения измеряющей системы все равно нужно ожидать образования реального разброса точек наблюдений в пределах полосы определенной ширины.

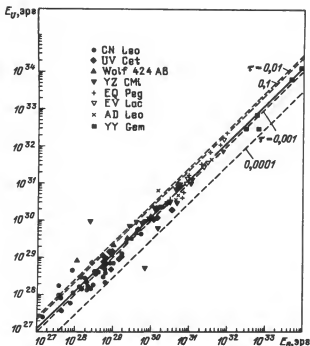


Рис. 6.30. Зависимость энергии вспышки в U -полосе (E_U) от энергии вспышки в B -полосе (E_B) для ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet по данным наблюдений [33]. Штриховые линии — теоретическая зависимость $E_U \sim E_B$ в случае гипотезы быстрых электронов и при разных величинах мощности вспышки τ

Таким образом, гипотеза быстрых электронов не только объясняет без привлечения новых предположений или допущений эмпирические соотношения вида (6.28), но и раскрывает качественно новые свойства этих соотношений.

Анализ, подобный только что проделанному, может привести к интересным последствиям, если провести его в отношении индивидуальных вспыхивающих звезд с заданными для данной звезды значениями параметров — $T, q_U/q_B$ и q_U/q_V , стремясь при этом охватить как предельно мощные, так и предельно слабые вспышки.

Полученные результаты позволяют найти также среднюю мощность вспышек $\bar{\tau}$ для всей совокупности звезд типа UV Cet. Для этого достаточно, используя приведенную выше табличку, путем интерполяции найти те значения $\bar{\tau}$, которые соответствуют значениям $Q = 1,20$ и $P = 1,79$. В результате получим $\bar{\tau} = 0,0017$ по Q и $\bar{\tau} = 0,0028$ по P , т.е. достаточно близкие друг другу значения. Вместе с тем эти результаты совпадают со значениями $\bar{\tau}$, найденными другими методами (табл. 6.8), для звезд CN Leo, UV Cet и почти на порядок превышают значения $\bar{\tau}$ для остальных звезд.

24. Энергия быстрых электронов по данным ультрафиолетовых наблюдений вспышек

Выделение чистой эмиссии вспышки в оптическом диапазоне все-таки не может быть выполнено достаточно корректно прежде всего потому, что нахождение самого уровня непрерывного спектра звезды класса dM в спокойном, вне вспышки, состоянии — дело далеко не простое. Выходом из положения может быть лишь одно — попытаться зафиксировать непрерывный спектр чистой вспышки в такой области длин волн, где собственное тепловое излучение звезды отсутствует нацисто. В данном случае — это область длин волн, короче 2500 Å, а еще лучше — короче 2000 Å.

Известен один удачный случай регистрации непрерывного спектра чистой вспышки в ультрафиолете; речь идет о вспыхивающей звезде GL 867 A (dM2e), не очень мощная вспышка которой была зарегистрирована Бутлером и др. [49] с помощью IUE в диапазоне 1250–1900 Å. Запись спектра этой вспышки (11. IX. 79) приведена на рис. 6.31, наряду со спектром звезды в спокойном состоянии. Последний характеризуется только эмиссионными линиями, сильными (CIV, CII, HeII) и слабыми, совершенно без всякого следа непрерывного спектра. Во время вспышки все эти линии усиливаются, но главное, появляется непрерывный спектр. У нас есть полное основание отнести этот непрерывный спектр к чистой эмиссии вспышки. Судя по приведенной записи, уровень этой эмиссии в шкале длин волн постояен, по-видимому, в пределах $\pm 10\%$ в интервале 1250–1900 Å. Отождествляя этот непрерывный спектр с тем, что следует из гипотезы обратного комптон-эффекта, т.е. ашпроксимируя интенсивность этого спектра J_ν формулой

$$J_\nu \sim \frac{x^3}{e^{x/\gamma^2} - 1}, \quad (6.33)$$

где $x = hc/kT_e \lambda$, мы, очевидно, можем найти числовую величину γ^2 . Результаты представлены в табл. 6.18; при этом принято для эффективной температуры звезды $T_e = 2800$ K.

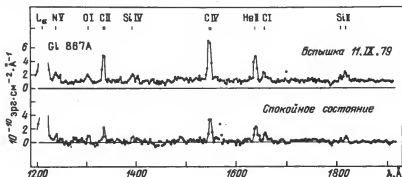


Рис. 6.31. IUE (International Ultraviolet Explorer): записи спектра вспыхивающей звезды GL 867 A в области длин волн 1200–1900 Å. Внизу — в спокойном состоянии: видны эмиссионные линии CIV, CII, HeII, SiII, непрерывный спектр отсутствует вовсе. Вверху — в момент вспышки (11.IX.1979 г.): эмиссионные линии усилены, непрерывный спектр постоянного уровня в диапазоне 1200–1900 Å хорошо виден

Т а б л и ц а 6.18. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре чистой вспышки G1 867 (11.IX.79) в диапазоне 1900 – 1250 Å в шкале длины волны (J_λ) и в шкале частот (J_ν). Приведено расчетное распределение энергии в непрерывном спектре J_ν (расч.) на основе гипотезы обратного комптон-эффекта при значениях $\gamma^2 = 10$ и $\gamma^2 = 6,5$ ($T_e = 2800$ К)

λ Å	t	J_λ (набл.)	J_ν (набл.)	J_ν (расч.)	
				$\gamma^2 = 6,5$	$\gamma^2 = 10$
1900		1	1	1	1
1700		1	0,80	0,85	0,998
1500		1	0,62	0,66	0,954
1350		1	0,50	0,50	0,883
1250		1	0,43	0,40	0,815

Как следует из приведенных результатов, наилучшее согласие J_ν (набл.) с J_ν (расч.) получается при $\gamma^2 = 6,5$; расхождение расчетной интенсивности с наблюдением не превышает $\pm 7\%$. В случае $\gamma^2 = 10$ расхождение с наблюдениями довольно большое. Вместе с тем, коль скоро речь идет о быстрых электронах в качестве агентов или возбудителей вспышки, то следует принять, что эти два значения (10 и 6,5) суть величины одного порядка (разница между ними еще меньше, если иметь в виду истинное значение энергий – 3,16 МэВ и 2,54 МэВ).

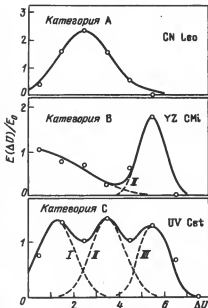
Значение сделанного анализа с чистой вспышкой в ультрафиолете заключается в том, что этим был доказан факт исключительной чувствительности закона распределения непрерывного спектра в далеком ультрафиолете от принятого значения энергии быстрых электронов γ . По сути дела, мы приобрели исключительно надежный метод нахождения числового значения γ^2 ; метод предельных амплитуд (§ 13 этой главы) и метод предельных значений показателей цвета (§ 7, гл. 7) значительно уступают по своей чувствительности описанному выше методу "непрерывного спектра в ультрафиолете". С этой точки зрения дальнейшие наблюдения над непрерывными спектрами чистой вспышки в ультрафиолете (1200 – 1900 Å) приобретают особое значение.

Других случаев регистрации непрерывного спектра вспышки в ультрафиолете мы не имеем. В представленной Хауша и др. [50] записи спектра вспышки Prox. Cen (20. VIII. 80) отмечается только усиление эмиссионных линий; непрерывного спектра в области 1200 – 1900 Å на ней не было замечено совсем, что следует объяснить, по-видимому, тем, что продолжительность вспышки в фазе эмиссии в континууме была намного короче продолжительности фазы усиливающейся эмиссии в линиях.

25. Случайная природа энерговыделения при вспышках

Мы уже знаем, что функция распределения амплитуд вспышек $F(\Delta U)$ для звезд типа UV Cet достаточно уверенно представляется гауссовой кривой распределения случайных величин (гл. 1, § 14). Важно отметить,

Рис. 6.32. Примеры вспыхивающей активности категорий А, В и С, когда наблюдаемая зависимость (кружки) удельного энерговыделения вспышки $E_{fl}/E_0 = E(\Delta U)/E_0$ от амплитуды вспышки ΔU представляется (сплошные линии): одной гауссовой кривой (категория А, CN Leo); в виде суммы двух (I и II) гауссовых кривых (категория В, YZ CMi); в виде суммы трех (I, II и III) и более гауссовых кривых с разными параметрами (категория С, UV Cet)



что во всех случаях функция $F(\Delta U)$ вполне однозначно представляется только одной гауссовой кривой, причем нельзя сказать, чтобы параметры этой кривой отличались очень сильно при переходе от одной звезды к другой.

С другой стороны, каждая амплитуда ΔU означает определенную величину энергии, выделяемой во время вспышки; она равна $10^{0,4\Delta U}$ в единицах интенсивности излучения звезды E_0 в U -лучах в ее спокойном состоянии. Вероятность вспышки с амплитудой ΔU равна $F(\Delta U)$. Поэтому математическое ожидание того, что за достаточно длительный период наблюдений звезда испытает вспышки с амплитудой от $\Delta U - 0,5$ до $\Delta U + 0,5$ и соответственно освободит энергию E_{fl} , равно

$$\frac{E_{fl}}{E_0} = F(\Delta U) 10^{0,4\Delta U}. \quad (6.34)$$

Благодаря гауссовой природе функции $F(\Delta U)$, ряд $\sum F(\Delta U) 10^{0,4\Delta U}$ сходится абсолютно, стремясь к определенной величине; и именно это обстоятельство дает право говорить о математическом ожидании случайной величины, в данном случае множителя $10^{0,4\Delta U}$.

Числовые значения $F(\Delta U)$ для ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet известны — они приведены в табл. 1.8. Пользуясь ими, можно найти числовые значения E_{fl}/E_0 для последовательности амплитуд ΔU . Для дальнейшего анализа целесообразно представить полученные результаты в графической форме, что и сделали на рис. 6.32 для звезд CN Leo, YZ CMi и UV Cet (наблюдаемые значения E_{fl}/E_0 отмечены кружками).

Возникает вопрос, есть ли какие-нибудь закономерности в поведении функции E_{fl}/E_0 в зависимости от ΔU , в частности, можно ли эту функцию аппроксимировать гауссовой кривой, т.е. формулой типа:

$$\frac{E_{fl}}{E_0} = C \exp \left[-\frac{(\Delta U - \Delta U_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (6.35)$$

где C , ΔU_0 и σ суть параметры распределения. На первый взгляд такой

Т а б л и ц а 6.19. Числовые значения гауссовых параметров (σ , ΔU_0 и C) распределения функции E_{fl}/E_0 в зависимости от амплитуды вспышки ΔU для трех вспыхивающих звезд типа UV Cet (n — число наблюдений)

Звезда	σ	ΔU_0	C	n
CN Leo	1,23	2,5	2,3	138
YZ CMi I	1,45	0,5	1,0	87
II	0,87	5,5	1,7	
UV Cet I	0,79	1,0	1,6	138
II	0,77	3,5	1,4	
III	0,65	5,5	1,3	

возможности, по крайней мере в двух случаях — YZ CMi и UV Cet, вроде нет. Однако при внимательном просмотре этих рисунков нетрудно обнаружить не только возможность представления наблюдаемого хода E_{fl}/E_0 по ΔU гауссовым распределением, но и некие интересные и качественно новые стороны вспыхивающего феномена.

Начнем с CN Leo (рис. 6.32, сверху). У этой звезды так заметно, что наблюдаемые точки без особого труда могут быть "уложены" на одну гауссову кривую — на рисунке она нанесена сплошной линией — с параметрами $\sigma = 1,23$ (дисперсия), $\Delta U_0 = 2,5$ (местонахождение максимума гауссовой кривой) и $C = 2,3$ (значение функции E_{fl}/E_0 при $\Delta U = \Delta U_0$, т.е. на максимуме кривой). Из этих данных можно сделать следующие выводы:

а) Наибольшая энергия освобождается при вспышках этой звезды, нмевших место с амплитудой $\Delta U = 2,5$;

б) энергия, выделяемая при слабых, но довольно частых вспышках ($\Delta U \sim 0,5$), а также при очень редких, н вместе с тем очень мощных вспышках ($\Delta U \sim 4-5$), одного порядка н составляет $\sim 25\%$ случаев по отношению к максимуму;

в) дисперсия гауссова распределения довольно большая — она охватывает весь диапазон наблюдаемых амплитуд вспышек — от $0^m,1$ до 6^m .

Но основная особенность рассматриваемого случая заключается в том, что мощность энерговыделения при вспышках представляется одной-единственной гауссовой кривой. Будем классифицировать этот случай как вспыхивающую активность категории А.

Иначе обстоит дело в случае звезд YZ CMi (рис. 6.32, в середине). Здесь явно видна невозможность представления наблюдаемых точек одной-единственной гауссовой кривой. Но довольно удачно все эти точки делятся между двумя гауссовыми кривыми с существенно отличными друг от друга параметрами (табл. 6.19); в одном случае (I), например, максимум приходится на $\Delta U = 0^m,5$, в другом (II) — на $\Delta U = 5^m,5$. Во втором случае мала н дисперсия — от $\Delta U \approx 4^m$ до $\Delta U \approx 7^m$. В целом полученную картину следует интерпретировать следующим образом: несмотря на то, что функция $F(\Delta U)$ гауссова по своей структуре н непрерывна в интервале всевозможных амплитуд вспышек ($\Delta U = 0-6^m$), эта звезда имеет тенденцию освобождать наибольшую энергию при двух амплитудах вспышки: $\Delta U = 0^m,5$ н $\Delta U = 5^m,5$. Обозначим этот случай как категорию В вспыхивающей активности.

Своеобразным развитием ситуации, выявленной только что у YZ CMi, является UV Cet (рис. 6.32 внизу). Здесь при желании можно представить наблюдаемую последовательность точек одной гауссовой кривой, но разброс точек при этом будет большой. Между тем разброс исчезает чуть ли не совсем, когда сопоставление проводится с кривой, образующейся в результате слияния трех простых гауссовых кривых, как это показано на рис. 6.32. При этом дисперсии всех трех кривых I, II и III оказались практически одинаковыми (см. табл. 6.19). Любопытно, что каждая из этих кривых напоминает по своей форме (дисперсией прежде всего) кривую II в случае YZ CMi.

Таким образом, при всей случайности распределения вспышек по амплитуде сама освобожденная энергия у этой классической вспыхивающей звезды имеет тенденцию повышенного энерговыделения при амплитудах $\sim 1^m$, $3^m.5$ и $5^m.5$. В первом приближении можно ограничиться констатацией факта существования протяженного плато почти постоянного уровня энерговыделения в пределах амплитуд от $\sim 1^m$ до $\sim 6^m$. В этом случае будем говорить о вспышечной активности категории С.

Можно было, вероятно, не придавать особого значения выявленной микроструктуре — наличию трех горбов — на кривой E_{f1}/E_0 в случае UV Cet, но велико количество наблюдений — свыше 600. С другой стороны, в принципе любая последовательность наблюдений в конечном итоге может быть представлена суммой сколь угодно большого количества гауссовых кривых, и посему ничего странного и неожиданного не следовало бы видеть во всем том, что было получено выше для UV Cet. Но два обстоятельства заставляют подойти несколько по-другому к этим результатам.

Во-первых, во всех трех случаях и вообще у всех вспыхивающих звезд функция $F(\Delta U)$ представляется одной и только одной гауссовой кривой и, стало быть, в самой структуре этой функции существует полная однородность. В то же время такой однородности или единой структуры совершенно нет в случае функции E_{f1}/E_0 , описывающей энергетическую сторону явления, что и привело к введению по крайней мере трех категорий — А, В и С — вспышечной активности для всех звезд. Во-вторых, возможность представления функции E_{f1}/E_0 в виде суммы трех и более гауссовых кривых является лишь одним из частных случаев. Наряду с этим существуют звезды, у которых эта функция аппроксимируется вполне определенно как с кривой, возникшей в результате слияния двух гауссовых кривых с разными параметрами (категория В), так и с одной-единственной кривой (категория А). Именно существование звезд со вспышечной активностью категорий А и В внушает уверенность в реальности существования и категории С, почему и эта последняя должна представлять интерес наравне с первыми двумя категориями. Если так, то в самом появлении категорий А, В и С можно заметить существование кое-каких отличий во вспышечной активности среди звезд, считающихся во многих отношениях идентичными.

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ВСПЫШЕК

1. Теоретические показатели цвета звезды во время вспышки

Согласно гипотезе быстрых электронов относительный рост интенсивности излучения во время вспышки различен в разных участках спектра. Он очень велик в ультрафиолетовых лучах, довольно значителен в фотографических и очень мал в фотовизуальных лучах. В результате цвет звезды во время вспышки меняется: звезда становится синее.

Аналогично тому, как это было сделано при определении теоретических амплитуд повышения яркости во время вспышки (гл. 6), изменения цвета звезды также могут быть представлены в количественном виде в зависимости от основных параметров вспышки — ее мощности (τ), энергетического спектра быстрых электронов (γ, σ) и температуры звезды (T). В цветовой системе UBV это можно сделать, например, с помощью следующих соотношений:

$$B - V = -2,5 C_y + 1,04, \quad (7.1)$$

$$U - B = +2,5 C_u - 1,12, \quad (7.2)$$

где

$$C_y = \lg \frac{B}{V}; \quad C_u = \lg \frac{B}{U}, \quad (7.3)$$

причем U, B и V даются выражениями (6.2) гл. 6. В эти соотношения входит функция $J_\lambda(\tau, \gamma, T)$ — теоретическая интенсивность излучения звезды во время вспышки на данной длине волны. Беря соответствующие выражения этой функции для того или иного вида энергетического спектра быст-

Т а б л и ц а 7.1. Теоретические показатели цвета $U - B$ и $B - V$ при вспышке звезды класса M5 в зависимости от энергии электронов γ^2 (одномерная задача)

γ^2	$\tau = 1$		$\tau = 0,1$		γ^2	$\tau = 1$		$\tau = 0,1$	
	$U-B$	$B-V$	$U-B$	$B-V$		$U-B$	$B-V$	$U-B$	$B-V$
2	-0,33	+0,88	+0,25	+1,49	10	-1,63	-0,18	-1,43	+0,56
3	-0,94	+0,35	-0,61	+1,04	20	-1,73	-0,19	-1,45	+0,71
5	-1,36	+0,00	-1,15	+0,66	50	-1,75	-0,03	-1,27	+1,06

рых электронов, можно найти из (7.1) и (7.2) числовые величины $B - V$ и $U - B$. Ниже приводятся результаты таких расчетов для различных случаев.

Моноэнергетические электроны. Одномерная задача. В табл. 7.1 приведены расчетные значения показателя цвета для ряда значений энергии электронов — от $\gamma^2 = 2$ до $\gamma^2 = 50$ — и двух значений τ . Расчетные значения $B - V$ и $U - B$ для невозмущенной звезды ($\tau = 0$) равны: $B - V = +1^m,82$ и $U - B = +1^m,18$, что несколько отличается от их обычных наблюдаемых величин для звезд класса M5.

Из приведенных в табл. 7.1 данных можно сделать следующие выводы:

а) Во время вспышки звезда становится существенно синее. Изменение показателя цвета по сравнению с цветом невозмущенной звезды при этом может достигнуть $2^m,8$ в величине $U - B$ и $\sim 2^m$ в $B - V$.

б) Максимальные изменения показателей цвета имеют место при $\gamma^2 = 10$. В случае электронов с $\gamma^2 > 10$ показатель цвета практически не изменяется.

в) При обратном комптон-эффекте минимально возможные значения показателей цвета могут быть такими: $U - B = -1^m,7$ и $B - V = -0^m,2$.

Реальные фотосферы. Этот случай проанализирован более подробно, поскольку он ближе к действительности. В этом случае функция $J_\lambda(\tau, \gamma, T)$ заменяется функцией $H_\lambda(\tau, \gamma, T)$ и берется из (4.27).

Рассмотрим сначала зависимость $U - B$ и $B - V$ от γ^2 при теоретически возможных максимальных значениях амплитуды ($\tau \sim 0,5$). Результаты вычислений для звезды класса M5 представлены на рис. 7.1 в виде графиков зависимостей $U - B$ и $B - V$ от γ^2 в интервале от $\gamma^2 = 0$ до $\gamma^2 = 100$. Как видим, величины $U - B$ и $B - V$ вначале быстро падают с ростом γ^2 до значений $\gamma^2 \sim 10$, а дальше, в пределах γ^2 от 10 до 100, они меняются немного. Предельные значения показателей цвета при этом следующие: $U - B = -1^m,18$, $B - V = -0^m,38$ — почти те же, что мы имели в случае одномерной задачи.

Таким образом, величина $\gamma^2 \approx 10$ является оптимальной не только для объяснения наблюдающихся амплитуд вспышек, но и, как увидим дальше, для объяснения цветов звезд в момент их вспышки. Поэтому дальнейшие вычисления будут проводиться только для случая $\gamma^2 = 10$.

В табл. 7.2 представлены величины теоретических показателей цвета для случая реальных фотосфер, моноэнергетических электронов ($\gamma^2 = 10$) и при различных значениях τ .

Здесь необходимо сделать следующее замечание. В наших вычислениях для распределения непрерывного спектра невозмущенной звезды везде принимается план-

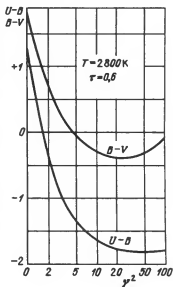


Рис. 7.1. Изменения показателей цвета $U-B$ и $B-V$ в зависимости от γ^2

Т а б л и ц а 7.2. Теоретические показатели цвета $U-B$ и $B-V$ при вспышке звезд классов М6–К5 в зависимости от мощности вспышки (моноэнергетические электроны, $\gamma^2 = 10$)

Температура (спектр) звезды	Показатели цвета	τ					
		1	0,1	0,01	0,001	0,0001	0
2500 K (M6)	$U-B$	-1,60	-1,60	-1,52	-0,95	+0,48	-1,57
	$B-V$	-0,29	-0,21	+0,27	+1,42	+1,99	+2,10
2800 K (M5)	$U-B$	-1,63	-1,60	-1,38	-0,37	+0,80	+1,18
	$B-V$	-0,29	-0,13	+0,63	+1,55	+1,79	+1,82
3600 K (M0)	$U-B$	-1,65	-1,47	-0,67	+0,21	+0,43	+0,45
		(-0,89)	(-0,71)	(+0,09)	(+0,97)	(+1,18)	(+1,21)
	$B-V$	-0,23	+0,24	+1,01	+1,26	+1,29	+1,30
		(-0,10)	(+0,37)	(+1,12)	(+1,38)	(+1,42)	(+1,48)
4200 K (K5)	$U-B$	-1,62	-1,25	-0,38	+0,03	+0,09	+0,10
		(-0,60)	(-0,23)	(+0,64)	(+1,05)	(+1,11)	(+1,12)
	$B-V$	-0,13	+0,44	+0,92	+1,01	+1,02	+1,03
		(+0,02)	(+0,59)	(+1,07)	(+1,17)	(+1,17)	(+1,18)
4900 K (K0)	$U-B$	-1,55	-1,01	-0,39	-0,23	-0,21	-0,21
		(-0,86)	(-0,32)	(+0,30)	(+0,46)	(+0,48)	(+0,48)
	$B-V$	-0,03	+0,49	+0,75	+0,78	+0,79	+0,79
		(+0,00)	(+0,52)	(+0,78)	(+0,81)	(+0,82)	(+0,82)

ковский закон, соответствующий данной эффективной температуре звезды. Между тем из-за наличия линий и полос поглощения реальное распределение энергии в спектре звезды может существенно отличаться от планковского. Вследствие этого теоретические показатели цвета могут отличаться от их наблюдаемых величин. Если бы относительное отклонение во всех участках спектра было одинаковым, то различие между теоретическими и наблюдательными показателями цвета оказалось бы незначительным. По-видимому, так обстоит дело в случае звезд классов М6 и М5; расчетные показатели цвета этих звезд в невозмущенном состоянии ($\tau \approx 0$) оказались очень близкими к их наблюдаемым значениям (табл. 7.3). Но это различие становится ощутимым, начиная с класса М0 и ранее. Так, например, для класса К0 расчетные показатели цвета равны $U-B = -0^m,21$

Т а б л и ц а 7.3. Наблюдательные показатели цвета для звезд главной последовательности по данным Джонсона и Моргана [1]

Спектр	$U-B$	$B-V$	Спектр	$U-B$	$B-V$
B0 V	(-1,13)	(-0,32)	F0 V	+0,02	+0,30
B1 V	-1,00	-0,28	G0 V	+0,06	+0,60
B2 V	-0,86	-0,24	G5 V	+0,21	+0,68
B3 V	-0,72	-0,20	K0 V	+0,48	+0,82
B5 V	-0,56	-0,16	K5 V	+1,12	+1,18
A0 V	0	0	M1 V	+1,21	+1,48
A5 V	+0,09	+0,15	M5 V	+1,24	+1,69

и $B - V = +0^m,79$, в то время как наблюдения дают $U - B = +0^m,48$ и $B - V = +0^m,82$. Если мы хотим провести сравнение расчетных величин $U - B$ и $B - V$ с их наблюдаемыми значениями, необходимо прежде всего каким-то образом устранить это несоответствие. Полагая, что оно целиком вызвано отклонением реальных распределений в спектрах упомянутых классов звезд от планковского, мы можем внести соответствующие поправки в (7.1) и (7.2) для каждого класса звезды в отдельности таким образом, чтобы расчетные показатели цвета для невозмущенной звезды совпали с их наблюдаемыми значениями. Очевидно, это равносильно параллельному смещению кривых зависимостей $U - B$ и $B - V$ от τ вдоль оси показателей цвета. Найденные таким путем исправленные показатели цвета приведены в табл. 7.2 в скобках.

Случай гауссова распределения быстрых электронов. Как показывают вычисления, в качественном отношении нет различия между теоретическими показателями цвета в случае гауссова распределения быстрых электронов и в случае моноэнергетических электронов. Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться данными табл. 7.2 при всех энергетических спектрах электронов.

Обращает на себя внимание большая чувствительность $U - B$ от τ (см. табл. 7.2); даже при очень слабых вспышках ($\tau \sim 0,0001$) цвет звезды в коротковолновой области спектра претерпевает существенное изменение.

2. Теоретические зависимости $U - B$ от $B - V$

Теоретическую диаграмму зависимости $U - B$ от $B - V$ в случае гипотезы быстрых электронов можно построить, пользуясь табл. 7.2. Эта диаграмма показана на рис. 7.2, где сплошные линии изображают зависимость $U - B \sim B - V$ для звезд классов M6, M5, M0 и K5.

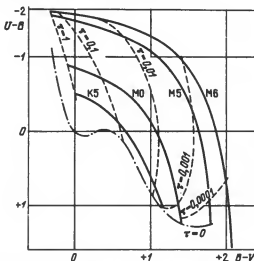


Рис. 7.2. Гипотеза быстрых электронов: теоретическая диаграмма $U - B \sim B - V$ при вспышке звезд классов K5 – M6 (сплошные линии). Штриховые линии – линии одинаковой мощности вспышки τ . Штрихпунктирная линия – главная последовательность

Все кривые берут начало с главной последовательности, вернее, с ее нижней половины, соответствующей звездам поздних классов; здесь имеем $\tau = 0$. По мере увеличения τ , т.е. по мере возрастания мощности вспышки, кривые поднимаются выше, постепенно удаляясь от главной последовательности. Верхние предельные положения кривых соответствуют оптимальному значению τ , при котором амплитуды всплесков достигают максимальных значений. Таким образом, двигаясь вдоль каждой из этих кривых, мы переходим от одной вспышки к другой. Положения точек на этих кривых, соответствующих заданному значению τ , соединены штриховыми линиями.

Обращает на себя внимание большая удаленность кривых, соответствующих звездам классов M5 и M6, от главной последовательности; местами это удаление достигает $2^m,5$. Гипотеза быстрых электронов, как видим, приводит в качественном отношении к совершенно новой форме диаграммы $U-B \sim B-V$. Достаточно поэтому даже самых приблизительных оценок показателей цвета звезды в момент вспышки или же какой-нибудь нестационарности звезды, подозреваемой в нетепловой природе излучения типа вспышечной, чтобы определить, обусловлено это излучение быстрыми электронами или нет.

3. Зависимость $U-B$ от $B-V$ в случае горячего газа

Во время вспышки, наряду с ядром-активным веществом, из которого освобождаются быстрые электроны, будет выброшен и обычный ионизованный газ. Этот газ дает свое свечение — рекомбинационные процессы со всеми вытекающими отсюда последствиями. Одно время даже делались попытки объяснить явление звездной вспышки именно этим — выбросом и свечением ионизованного газа ("гипотеза горячего газа"). В связи с этим представляет интерес сопоставление диаграммы $U-B \sim B-V$, построенной для этого случая, с выведенной выше цветовой диаграммой в случае быстрых электронов.

Гипотеза горячего газа рассматривает свечение системы, состоящей из звезды позднего спектрального класса и оптически тонкого (или толстого) слоя ионизованного газа.

В зависимости от того, в каких пропорциях присутствуют эти два компонента в общем свечении системы, будем иметь разные величины $U-B$ и $B-V$. Обозначив через $(U-B)_*$ и $(B-V)_*$ показатели цвета чисто "звездного" свечения, а через $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$ — для чисто "газового" свечения, будем иметь для показателя цвета системы $U-B$ и $B-V$:

$$U-B = -2,5 \{ 10^{-0,4[(U-B)_0 - 1,12]} + a 10^{-0,4[(U-B)_* - 1,12]} \} + 2,5 \lg (1+a) - 1,12, \quad (7.4)$$

$$B-V = +2,5 \{ 10^{0,4[(B-V)_0 - 1,04]} + a 10^{0,4[(B-V)_* - 1,04]} \} + 2,5 \lg (1+a) - 1,04, \quad (7.5)$$

где a является параметром системы и представляет собой отношение потока излучения звезды к потоку излучения горячего газа в фотографическом

диапазоне:

$$a = \frac{\int B_{\lambda}(T) B_{\lambda} d\lambda}{\int J_{\lambda}^0(T_e) B_{\lambda} d\lambda} \quad (7.6)$$

Здесь B_{λ} — кривая реакции фотографической системы в B -лучах. Случай $a = 0$ относится к чисто газовому излучению, случай $a = \infty$ — к чисто звездному излучению. Значения $(U-B)_*$ и $(B-V)_*$, соответствующие цветам "чистой" звезды, берутся из табл. 7.2, а значения $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$, соответствующие рекомбинационному излучению ионизованного газа, приведены в табл. 7.4 для ряда значений электронной температуры как для случая оптически толстого ($n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$), так и тонкого ($n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$) слоя ионизованного газа [2].

На основе этих данных были найдены с помощью формул (7.4) и (7.5) теоретические показатели цвета для системы "звезда + горячий газ". Результаты для случая $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10^4 \text{ К}$ представлены на рис. 7.3 в виде диаграммы $U-B \sim B-V$ (тонкие сплошные линии) для системы "звезда + горячий газ": точка $a = 0$ соответствует чисто газовому излучению, точка $a = \infty$ — чисто звездному.

Семейство кривых, построенных для $n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$, очень немногим отличается от приведенных; для $T_e = 10^4 \text{ К}$ все кривые зависимости $U-B \sim B-V$ проходят ниже положений, приведенных на рис. 7.3. Заметим, что в обоих случаях газовое образование является прозрачным как в частотах континуума, так и в линиях.

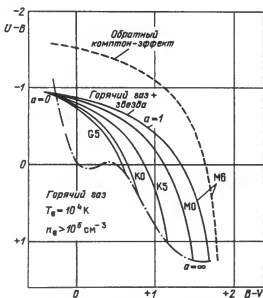


Рис. 7.3. Гипотеза горячего газа: теоретическая диаграмма $U-B \sim B-V$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$ и $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ (сплошные линии). Для сравнения показана также теоретическая $U-B \sim B-V$ зависимость для случая обратного комптон-эффекта (штриховая линия), применительно к звезде класса M6

На рис. 7.3 представлена также одна кривая из семейства "комптоновских", соответствующая звезде класса М6, взятая с рис. 7.2.

Мы видим, что для звезд М5 — М6 (к классу М относится подавляющее большинство вспыхивающих звезд) кривые зависимости $U-B \sim B-V$ в случае гипотезы быстрых электронов проходит выше соответствующих кривых гипотезы горячего газа. Например, "потолок" цвета $U-B$ в случае горячего газа равен $-0^m,94$, в то время как в случае быстрых электронов он "поднимается" до значений $-1^m,6$.

Что касается звезд ранних классов (М0 — G5), то кривые зависимости $U-B \sim B-V$ в обоих случаях — гипотезы горячего газа и гипотезы быстрых электронов — просто смешиваются (в случае звезды класса М0 эти два типа кривых почти совпадают), и поэтому делать из них однозначные выводы нельзя. Только для вспыхивающих звезд, более поздних, чем М0, эти два семейства кривых определению разделяются.

Несколько иначе обстоит дело в случае "небулярной" гипотезы, являющейся разновидностью гипотезы горячего газа. Как показывают расчеты [3, 4], в этом случае действительно могут быть получены показатели цвета с высоким отрицательным значением: $U-B$, например может быть до -2^m и больше.

Однако это оказывается возможным только при определенных условиях, а именно, когда рассматривается высвечивание без внешних источников энергии очень высокотемпературного газового образования, прозрачного в континууме, но имеющего большую оптическую толщину в балмеровских линиях. Заметим, что последнее допущение — увеличение непрозрачности в линиях — приводит к существенному уменьшению излучения в линиях относительно непрерывного излучения, что противоречит наблюдениям. Более того, наблюдения отмечают, как правило, усиление всех эмиссионных линий водорода во время вспышки. Следует особо подчеркнуть, что речь идет об усилении эмиссионных линий в отношении *непрерывного* излучения звезды. Но ведь непрерывное излучение также увеличивается — и в этом заключается сущность вспышки! Следовательно, усиление эмиссионных линий во время вспышки превосходит усиление непрерывного спектра. Разумеется, это не могло бы иметь места, если допустить сильное увеличение непрозрачности среды в балмеровских линиях во время вспышки звезды.

Небулярная гипотеза с неизбежностью приводит к двухмодельной интерпретации наблюдаемых показателей цвета и, в конечном счете, к двухмодельной интерпретации самой вспышки. Эта интерпретация заключается в следующем: вблизи максимума вспышки излучение определяется только компонентами небулярной модели (т.е. по существу только континуумом), но по мере высвечивания горячего газа к его излучению добавляется излучение *горячего пятна* фотосферы, возникшего при вспышке [4].

По поводу горячего пятна фотосферы следует сказать следующее. Если вклад горячего пятна в общее дополнительное излучение настолько велик, что оно во много десятков и сотен раз превышает нормальное излучение звезды, то, значит, само пятно занимает значительную часть поверхности звезды. Вместе с тем температура в горячем пятне должна быть значительно выше эффективной температуры фотосферы звезды. Но коль скоро доля излучения горячего пятна значительно превышает собственное фото-

сферное излучение звезды, то наблюдаемый спектр звезды практически должен быть обусловлен излучением этого горячего пятна, имеющего совершенно другую структуру спектра. Между тем уже неоднократно подчеркивался установленный наблюдениями факт, что вспышка звезды не приводит к качественному изменению ее спектра.

Ниже мы увидим, что гипотеза быстрых электронов свободна от перечисленных недостатков и может объяснить наблюдаемое поведение цвета звезды на всем протяжении вспышки.

4. Сравнение с наблюдениями

Представляет особый интерес сопоставление выведенных выше на основе гипотезы быстрых электронов теоретических значений $U-B$ и $B-V$ с результатами наблюдений. Суть самого сопоставления сводится к нанесению на теоретическую диаграмму $U-B \sim B-V$ наблюдаемых величин цвета звезды, соответствующих ее спокойному состоянию и в момент максимума вспышки. Очевидно, при этом звезда осуществит своеобразный "дрейф" на цветовой диаграмме. Весь вопрос заключается в том, в какой мере этот дрейф произойдет в соответствии с теорией.

В табл. 7.4 приведены величины $U-B$ и $B-V$ для некоторых вспышек ряда вспыхивающих звезд по данным более ранних наблюдений. На рис. 7.4 воспроизведена построенная выше теоретическая диаграмма $U-B \sim B-V$ с нанесением на нее этих данных. В нормальном, вне вспышки, состоянии все звезды находятся почти на главной последовательности. Во время вспышек они поднимаются, осуществив своего рода "дрейф", выше и левее по диаграмме, причем тем выше, чем больше амплитуда вспышки. При вспышке, например, S5114 ($\Delta U = 4^m, 1$) наблюдаемое значение $U-B$ возросло до $-1^m, 34$.

Примечательно следующее: до вспышки и в момент максимума вспышки почти все эти звезды находятся между кривыми теоретической зависимости $U-B \sim B-V$, соответствующими спектральным классам M5-M0. Это еще раз указывает на то, что спектральный класс звезды во время вспышки не претерпевает или почти не претерпевает существенных изменений.

Трехцветные наблюдения вспыхивающих звезд Кристалды и Родоно [5], Осава и др. [6], Моффетта [7] и др. дали большой и разнообразный материал также для анализа их цветовых характеристик. На рис. 7.5 при-

Т а б л и ц а 7.4. Теоретические показатели цвета $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$ для ионизованного газа при разных значениях электронной температуры T_e

Электронная концентрация	Показатель цвета	T_e, K			
		5000	10 000	20 000	30 000
$n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$	$(U-B)_0$	$-1^m, 09$	$-0^m, 94$	$-0^m, 78$	$-0^m, 51$
	$(B-V)_0$	$-0,56$	$-0,38$	$-0,25$	$-0,19$
$n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$	$(U-B)_0$	$-0,86$	$-0,79$	$-0,73$	$-0,62$
	$(B-V)_0$	$-0,01$	$+0,03$	$+0,04$	$+0,04$

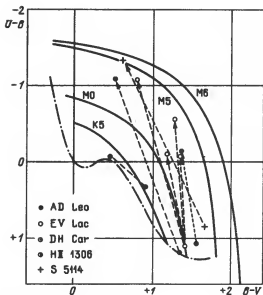


Рис. 7.4. "Дрейф", ряда вспыхивающих звезд на теоретической диаграмме $U-B \sim B-V$ при их вспышках. Указаны только начальные (до вспышки) и конечные (в момент максимума вспышки) положения звезды

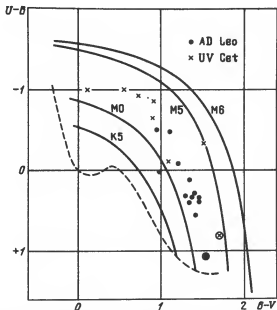


Рис. 7.5. Звезды UV Cet и AD Leo на теоретической цветовой диаграмме до вспышки (крупные значки внизу) и в момент максимумов отдельных вспышек

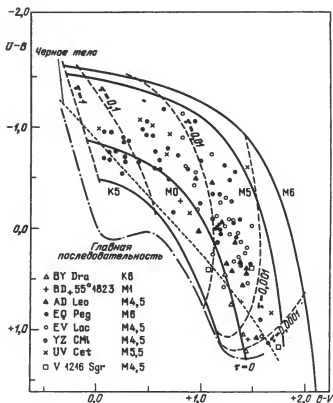


Рис. 7.6. Показатели цвета $U-B \sim B-V$ для ряда вспыхивающих звезд в моменты максимумов их вспышек. Теоретические кривые — гипотеза быстрых электронов. Нанесены также зависимости $U-B \sim B-V$ для звезд главной последовательности и для модели черного тела

ведены результаты сопоставления наблюдений вспышек AD Leo и UV Cet по данным [5] и [6] с теоретической зависимостью $U-B \sim B-V$. Как видим, согласие наблюдений с гипотезой быстрых электронов достаточно хорошее.

Рис. 7.5 интересен и в другом отношении: он указывает на полную идентичность спектрального состава дополнительного излучения эмиссии у UV Cet и AD Leo, несмотря на то, что по абсолютной светимости эти звезды отличаются друг от друга более чем в сто раз.

Результаты исключительно однородных колориметрических измерений большого числа (более 100) вспышек для восьми вспыхивающих звезд [6] представлены на рис. 7.6. Обращает на себя внимание тот факт, что все без исключения наблюдаемые точки оказались в пределах теоретических кривых зависимости $U-B \sim B-V$.

5. Дрейф звезды на цветовой диаграмме во время вспышки

Во всех перечисленных выше случаях, однако, были зафиксированы показатели цвета только в момент максимумов вспышки. Представляет также интерес, в какой мере само изменение цвета звезды в течение всего периода вспышки — не только на максимуме, но и после него — соответствует теоретическим трекам диаграммы. Такой случай был рассмотрен Моффеттом [7], построившим детальную кривую изменения показателей цвета в течение всей продолжительности одной вспышки звезды Wolf 424 (рис. 7.7). При этом наблюдаемые треки оказались в замечательном согласии с теоретической диаграммой.

На рис. 7.7 обращает на себя внимание еще следующее: до максимума вспышки (точка *A*) изменения цвета происходят строго по теоретической кривой, соответствующей спектральному классу звезды M5. После максимума наблюдаемые точки *U-B* и *B-V* слегка перемещаются в сторону теоретических треков, соответствующих классу M3 и даже M2. По-видимому, этот факт следует понять как свидетельство того, что во время вспышки все-таки происходит кратковременное и небольшое повышение эффективной температуры фотосферы звезды.

Звезда Wolf 424, по-видимому, является "образцом", удовлетворяющим самым строгим требованиям при сравнении с теорией. Дополнительным доказательством этому может служить рис. 7.8, где нанесены значения

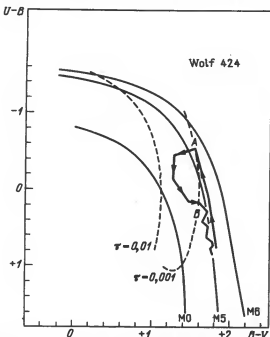


Рис. 7.7. "Дрейф" звезды Wolf 424 во время одной вспышки (21. III. 1972) на теоретической цветовой диаграмме, соответствующей гипотезе быстрых электронов. Стрелки указывают направление времени. Точка *A* соответствует максимуму вспышки. Интервал от *A* до *B* соответствует "быстрой" части спада световой кривой вспышки

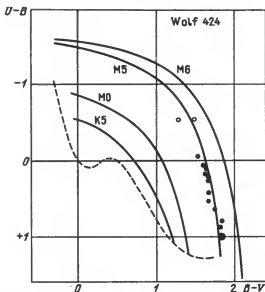


Рис. 7.8. Результаты $U-B$ и $B-V$ измерений для 12 разных вспышек Wolf 424, нанесенные на теоретическую цветовую диаграмму. Кругок с колечком соответствует местоположению звезды в ее нормальном состоянии

$U-B$ и $B-V$ по данным 12 разных вспышек этой звезды [7]. Весьма строгую "привязанность" наблюдаемых точек к теоретической кривой трудно считать случайной.

6. Зависимость цвета от амплитуды вспышек

Колориметрические характеристики вспышек можно представить также в форме зависимости показателя цвета от амплитуды вспышки в тех или иных лучах. В качестве примера на рис. 7.9 нанесены наблюдаемые величины $U-B$ и ΔU для одной и той же вспышки по данным Моффета [7] для семи вспыхивающих звезд типа UV Cet. Там же приведены теоретические кривые зависимости $U-B$ от ΔU , построенные на основе гипотезы быстрых электронов для звезд классов M5 и M6.

Согласие наблюдений с теорией, судя по этому рисунку, как будто неплохое. Вместе с тем обращает на себя внимание следующее: отдельные звезды как будто образуют свою обособленную последовательность зависимости $U-B$ от ΔU , почти не смешиваясь с аналогичной последовательностью для других звезд. Особо выделяются в этом отношении звезды YZ CMi и CN Leo; наблюдаемые точки первой из них расположены вдоль трека M5, а второй — вдоль трека M6. Еще дальше, левее трека M5, расположены точки, соответствующие звезде EV Lac. Почти точно на треке M5 лежат немногие точки YY Gem. Некоторое смещение точек и заодно отход от теоретических треков имеет место при больших значениях амплитуды $\Delta U (> 3^m)$. Однако следует учесть, что теоретические кривые

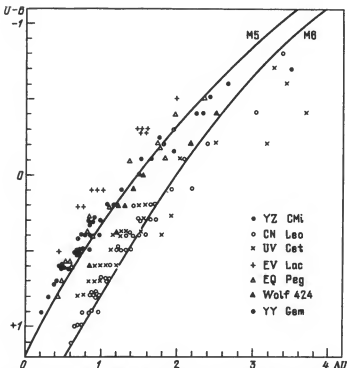


Рис. 7.9. Зависимость между наблюдаемыми величинами показателя цвета $U-B$ и амплитудой ΔU в максимуме вспышек для ряда вспыхивающих звезд. Нанесены также теоретические трек $U-B \sim \Delta U$ для звезд классов M5 и M6 на основе гипотезы быстрых электронов

на рис. 7.9 соответствуют вспышке, индуцированной обратным комптон-эффектом; как будет показано в следующей главе, особо мощные вспышки индуцируются главным образом ионизационным бремсстралунгом, и учет этого фактора может изменить структуру верхней части диаграммы.

Очевидно, что диаграмма типа "цвет-амплитуда" является более чувствительным индикатором к явлениям, которые нельзя было выявить при анализе диаграммы типа "цвет-цвет". В данном случае таким "новым" явлением стало своего рода "расслоение", или стратификация, звезд на диаграмме "цвет-амплитуда".

Нам сейчас трудно указать причину образования подобной стратификации. Однако впечатление такое, что тут некоторую роль может играть эмиссионная составляющая излучения звезды. Хотя мы сейчас не располагаем конкретными данными о доле эмиссионного спектра в общем излучении разных вспыхивающих звезд, но несомненно, что она, эта доля, не одинакова у всех звезд. А поскольку U -диапазон охватывает часть балмеровского континуума, разная степень "эмиссионности" у двух разных звезд при одной и той же величине амплитуды вспышек должна привести к расхождению в положениях этих звезд на диаграмме "цвет-амплитуда". Но это уже предмет особого рассмотрения.

7. Показатели цвета дополнительного излучения

Наблюдаемые показатели цвета $U - B$ и $B - V$ в момент вспышки, характеризующиеся амплитудами повышения блеска ΔU , ΔB и ΔV , определяются из следующих соотношений:

$$U - B = (U - B)_* - (\Delta U - \Delta B), \quad (7.7)$$

$$B - V = (B - V)_* - (\Delta B - \Delta V), \quad (7.8)$$

где $(U - B)_*$ и $(B - V)_*$ суть показатели цвета звезды в спокойном состоянии.

Цвета $U - B$ и $B - V$ относятся к суммарному излучению системы "звезда + вспышка", т.е. к нормальному тепловому излучению звезды плюс дополнительное (нетепловое) излучение, появившееся во время вспышки. С помощью этих соотношений можно определить цвет звезды в любой фазе развития вспышки, если известны мгновенные значения амплитуд.

Здесь нас интересует, однако, цвет только дополнительного излучения вспышки, без вклада звезды. Обозначая показатели цвета этого излучения через $(U - B)_f$ и $(B - V)_f$, получим

$$(U - B)_f = (U - B) + (\Delta U - \Delta B) - 2,5 \lg \frac{10^{0,4 \Delta U} - 1}{10^{0,4 \Delta B} - 1}, \quad (7.9)$$

$$(B - V)_f = (B - V) + (\Delta B - \Delta V) - 2,5 \lg \frac{10^{0,4 \Delta B} - 1}{10^{0,4 \Delta V} - 1}, \quad (7.10)$$

или, учитывая (7.7) и (7.8) и выражая через цвет невозмущенной звезды,

$$(U - B)_f = (U - B)_* - 2,5 \lg \frac{10^{0,4 \Delta U} - 1}{10^{0,4 \Delta B} - 1}, \quad (7.11)$$

$$(B - V)_f = (B - V)_* - 2,5 \lg \frac{10^{0,4 \Delta B} - 1}{10^{0,4 \Delta V} - 1}. \quad (7.12)$$

При больших значениях ΔU , ΔB и ΔV имеем

$$(U - B)_f \approx (U - B) = (U - B)_* - (\Delta U - \Delta B), \quad (7.13)$$

$$(B - V)_f \approx (B - V) = (B - V)_* - (\Delta B - \Delta V), \quad (7.14)$$

т.е. при сильных вспышках наблюдаемые (или теоретические) цвета звезды $U - B$ и $B - V$ в момент максимума будут как раз искомыми цветам чистого дополнительного излучения вспышки $(U - B)_f$ и $(B - V)_f$. В остальных случаях наблюдаемые цвета вспышки следует определить с помощью (7.9), (7.10) или (7.11), (7.12) с подстановкой в них значений наблюдаемых цветов звезды до вспышки и в момент вспышки. С помощью этих же формул можно определить, во всяком случае в принципе, теоретические цвета дополнительного излучения по известным теоретическим амплитудам (см. табл. 6.4) и теоретическим цветам звезды $U - B$ и $B - V$ (см. табл. 7.2). Ниже, однако, это будет сделано несколько иначе (§ 10).

Посмотрим теперь, что дают UBV -наблюдения для цветов дополнительного излучения.

Наиболее однородные данные о цветах чистой вспышки были получены Моффетом [12]. Для 200 вспышек десяти звезд типа UV Cet эти данные — цвета чистой вспышки $(U-B)_f$ и $(B-V)_f$ — нанесены на цветовой диаграмме (рис. 7.10) точками.

Обращает на себя внимание большой разброс точек на этом рисунке. Вследствие этого можно говорить как о средней величине $(U-B)_f$ и $(B-V)_f$, так и об их дисперсии. При более детальном анализе данных, индивидуальном для отдельных вспышек звезд, выявляется ряд интересных сторон этого явления. Так, оказывается, что средние значения $(U-B)_f$ и $(B-V)_f$ неодинаковы для разных вспышек звезд, разнятся и дисперсии этих величин. В этом можно убедиться, обратившись к табл. 7.5 (последовательность звезд сверху вниз в этой таблице определяется уменьшающейся дисперсией в величинах $(U-B)_f$). Значения, например $(U-B)_f$, могут варьировать от $-1^m,14$ у YY Gem до $-0^m,48$ у BD + 55°1823, а значения $(B-V)_f$ от $+0^m,11$ у DY Dra до $+0^m,68$ у BD + 55°1823. Особо разнотелен разброс в величинах дисперсий этих параметров. Наибольшее значение $\sigma(B-V)_f$, например, мы имеем у UV Cet ($\pm 0^m,52$), наименьшее — у YY Gem ($\pm 0^m,05$).

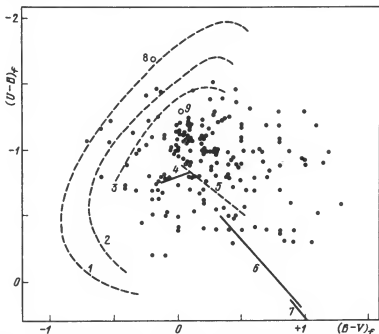


Рис. 7.10. Диаграмма зависимости $(U-B)_f \sim (B-V)_f$ для чистого излучения вспышки. Точки — наблюдения Моффетта для десяти вспышек звезд типа UV Cet. Цифрами обозначены различные теоретические модели вспышки: 1, 2, 3 — оптически толстая в линиях водорода плазма при $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 15\,000, 20\,000$ и $25\,000 \text{ K}$ соответственно; 4 — оптически тонкая водородная плазма при $T_e \sim 80\,000 \text{ K}$; 5 — синхротронное излучение; 6 — эмиссия H^- ; 7 — абсолютно черное тело при $T \sim 4000 \text{ K}$; 8 — обратный комптон-эффект при $n = 1$ и $\gamma^2 = 10$; 9 — тепловое тормозное излучение быстрых электронов

Таблица 7.5. Усредненные колориметрические характеристики чистой вспышки для группы вспыхивающих звезд типа UV Cet

Звезда	Спектр	$(B-V)_f$	$(U-B)_f$	$\sigma(B-V)_f$	$\sigma(U-B)_f$	n
UV Cet	M5,5	+0,31	-0,66	$\pm 0,52$	$\pm 0,56$	14
CN Leo	M6	+0,21	-0,95	0,52	0,25	20
DY Dra	M1	+0,11	-0,78	0,48	0,35	6
EQ Peg	M5,5	+0,23	-0,90	0,46	0,23	36
YZ CMi	M4,5	+0,24	-0,74	0,29	0,27	46
EV Lac	M4,5	+0,18	-1,08	0,29	0,19	19
AD Leo	M4,5	+0,24	-1,08	0,28	0,18	32
Wolf 424	M4,5	+0,14	-0,14	0,25	0,24	11
BD+55°1823	M1,5	+0,68	-0,48	0,18	0,18	6
YY Gem	M0,5	+0,30	-0,95	0,05	0,09	4

Для всей совокупности приведенных в табл. 7.5 вспыхивающих звезд мы имеем в среднем

$$(U-B)_f = -0^m,89, \quad \sigma(U-B)_f = \pm 0^m,25,$$

$$(B-V)_f = +0^m,20, \quad \sigma(B-V)_f = \pm 0^m,35.$$

Примерно такие же величины находят Кристалди и Родоно по результатам своих измерений [13]. По данным же Куикеля [11] для 21 вспышки звезд YZ CMi, AD Leo и CN Leo цвета чистой вспышки равны $(U-B)_f = -1^m,12 \pm 0^m,15$, $(B-V)_f = 0^m,0 \pm 0^m,22$.

Итак, разброс в величинах $(U-B)_f$ и $(B-V)_f$ довольно большой. Важно отметить, что разброс получается большим как между вспышками разных, но сходных звезд, так и между разными вспышками одной и той же звезды. Поэтому встает вопрос о том, в какой мере он реален.

Нет никакого сомнения, что этот разброс в значительной мере инструментального происхождения и обусловлен трудностями электрофотометрических измерений вспышек, трудностями, о которых так часто говорят сами наблюдатели [12, 11]. Главнейшие из них следующие:

а) Быстрота протекания самой вспышки, а также разные темпы нарастания и спада блеска при разных вспышках.

б) Невозможность определения доли эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, особо влияющей на результаты измерения в B -полосе. Между тем полоса B влияет на оба цвета.

в) Колебания доли излучения в эмиссионных линиях в общем излучении от вспышки к вспышке.

г) Большие относительные ошибки измерения амплитуд вспышек в V -полосе; при этом, как правило, амплитуды в V -лучах либо крайне малы, либо же совсем отсутствуют. Возможно, этим следует объяснить тот факт, что разброс наблюдаемых точек на цветовой диаграмме (рис. 7.10) в направлении $(B-V)_f$ значительно — в полтора раза — больше, чем в направлении $(U-B)_f$.

д) Отсутствие синхронности в U -, B - и V -измерениях также следует отнести к одному из существующих источников ошибок (разброса). Измерения дают значения амплитуд, а следовательно, показателей цвета в максимуме вспышки. Но очень часто длительность самого максимума значительно меньше времени, необходимого для проведения одного цикла измерений в U -, B - и V -лучах. Например, продолжительность цикла в измерениях Моффетта составляет 4 секунды, между тем максимум световой кривой почти у всех вспышек до того острый, что изменения в U -, B - и V -лучах практически относятся к разным уровням нисходящей ветви кривой вблизи максимума. По-видимому, выходом из положения следует считать создание электрофотометрической аппаратуры, позволяющей проводить измерения в U -, B -, V -лучах абсолютно синхронно.

е) Личные ошибки; их следует отнести к разряду ошибок, почти не поддающихся контролю, в особенности при оценке вспышек, оказавшихся на пределе обнаружения.

Таким образом, вне всякого сомнения, что в какой-то мере наблюдаемый разброс точек на диаграмме рис. 7.10 обусловлен экспериментальными причинами. Вместе с тем реальный, физический разброс, по-видимому, также имеет место. Весь вопрос заключается в том, что нам очень трудно ограничить область на диаграмме, внутри которой разброс точек был бы обусловлен только самим явлением вспышки.

На рис. 7.10 нанесен ряд кривых, линий и точек, соответствующих разным теоретическим моделям звездной вспышки. Тут и излучение водородной плазмы как холодной (1, 2, 3), так и горячей (4), эмиссия отрицательного иона водорода (6), синхротронного излучения (5) и др. [14]. Указано также местоположение цветов вспышки, вызванной как обратным комптон-эффектом, так и тепловым тормозным излучением. Как видим, ни один из этих механизмов не охватывает диаграмму целиком. Особо заметна несостоятельность небулярной модели (1, 2, 3). Что касается гипотезы обратного комптон-эффекта, то, оказывается, она имеет довольно интересный резерв, на котором мы остановимся в следующем параграфе.

8. Показатели цвета вспышки

в случае непланковского излучения звезды

Распределение энергии в спектре дополнительного излучения, возникшего в момент вспышки в результате обратного комптон-эффекта, зависит, при заданной величине энергии быстрых электронов, только от распределения энергии в инфракрасной области (3–6 мкм) излучения звезды и не зависит от мощности вспышки. Поэтому цветовые характеристики чистой вспышки не будут зависеть от мощности вспышки τ . Если распределение энергии в инфракрасной области излучения звезды планковское, то цветовые характеристики чистой вспышки будут представлены, как мы видели выше (рис. 7.10), одной точкой на диаграмме $(U - B)_f \sim (B - V)_f$.

Посмотрим теперь, как может повлиять на цветовые характеристики вспышки гипотетическое отклонение излучательной способности звезды от планковской в инфракрасной области спектра, точнее, в области от

3 до 6 – 7 мкм. Введя коэффициенты k_1 , k_2 и k_3 , характеризующие степень отклонения от планковского распределения для областей длин волн, центрированных на 3,6, 4,4 и 5,5 мкм соответственно, мы можем написать в соответствии с формулой (4.56) для интенсивности дополнительного излучения (чистая вспышка) в центрах U -, B - и V -областей:

$$E_U = k_1 \frac{3}{2\gamma^4} \left[B_\lambda(T) \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^4} - 1} \right]_U F_1(\tau), \quad (7.15)$$

$$E_B = k_2 \frac{3}{2\gamma^4} \left[B_\lambda(T) \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^4} - 1} \right]_B F_1(\tau), \quad (7.16)$$

$$E_V = k_3 \frac{3}{2\gamma^4} \left[B_\lambda(T) \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^4} - 1} \right]_V F_1(\tau). \quad (7.17)$$

Пользуясь этими выражениями, а также соотношениями (7.1) – (7.3), мы найдем для показателей цвета чистой вспышки в случае гипотезы быстрых электронов для случая $\gamma^2 = 10$ и $T = 2800$ К, приняв также $n = 1$ в формуле преобразования частоты (3.12),

$$(B - V)_f = -2,5 \left(0,49 - \lg \frac{k_3}{k_2} \right) + 1,04, \quad (7.18)$$

$$(U - B)_f = +2,5 \left(-0,24 + \lg \frac{k_2}{k_1} \right) - 1,12. \quad (7.19)$$

Как видим, показатели цвета чистой вспышки действительно оказались независимыми от мощности вспышки τ . Кроме того, как и следовало ожидать, искомые величины $(B - V)_f$ и $(U - B)_f$ зависят не от самих коэффициентов k_1 , k_2 и k_3 в отдельности, а от их отношений k_3/k_2 и k_2/k_1 , т.е., по сути дела, от двух параметров, характеризующих инфракрасную область звезды, причем в случае планковского распределения $k_3/k_2 = 1$, $k_2/k_1 = 1$. Появление этих коэффициентов приводит к тому, что диаграмма $(U - B)_f \sim (B - V)_f$ в случае обратного комптон-эффекта будет представлена теперь не одной точкой, как раньше, а целой областью. Конкретно, для покрытия области диаграммы $(U - B)_f \sim (B - V)_f$ охваченной наблюдательными точками на рис. 7.10, необходимо, чтобы k_3/k_2 оказалась в пределах $1 \div 3$, а k_2/k_1 – в пределах $1,5 \div 3$.

Таким образом, формально отклонения излучательной способности звезды в областях 3,6, 4,4 и 5,5 мкм от планковского распределения при заданной эффективной температуре звезды, единой для всего инфракрасного диапазона (3–6 мкм), полностью может объяснить наблюдаемую цветовую диаграмму чистой вспышки в том случае, если вспышка индуцирована обратным комптон-эффектом с параметрами $n = 1$ и $\gamma^2 = 10$.

Посмотрим теперь, что дают инфракрасные наблюдения (1–10 мкм) для вспыхивающих звезд типа UV Cet.

9. Инфракрасные наблюдения вспыхивающих звезд в их спокойном состоянии

На фоне всего того, что было изложено в предыдущих разделах, становится очевидной особая значимость инфракрасных наблюдений, которые могли бы быть проведены в отношении вспыхивающих звезд в их спокойном, вне вспышки, состоянии. Еще раньше, в 1968 г., подобный интерес возник в связи с предположением Аро [15] о возможности существования околозвездных облаков вокруг карликовых эмиссионных звезд класса М вообще и вспыхивающих в частности. Однако уже первые результаты по *JHKL*-фотометрии нескольких dMe звезд, выполненные вскоре Ириарте [16], не указывали на наличие излишка излучения в инфракрасной области этих звезд, а следовательно, на присутствие околозвездных облаков вокруг них. Что касается выдвинутых нами выше вопросов, то для их решения следует вести инфракрасные измерения со значительно более высокими точностями, во всяком случае до области 6–7 мкм.

Электрофотометрические *JHKL*-наблюдения подобного рода были проведены Глассом [17] в отношении группы холодных карликовых звезд и гигантов, в том числе пятнадцати вспыхивающих звезд. Цветовая диаграмма $J - H \sim H - K$, построенная по результатам этих измерений, позволяет сделать следующие выводы: а) карлики класса К оказались расположенными слева от гигантов, а карлики класса М — справа от них; б) карлики класса М расположены ближе к плашковской кривой при $T_* \sim 3000$ К, чем гиганты того же класса; в) карлики поздних классов Me рассеяны на диаграмме в большей мере, чем звезды того же класса, но без признаков эмиссии. Эту особенность — большой разброс в инфракрасных цветовых характеристиках вспыхивающих звезд — мы подчеркиваем специально.

Положение дел по инфракрасным измерениям вспыхивающих звезд обстоит следующим образом (до 1980 г.).

В разное время и разными авторами были проведены электрофотометрические наблюдения вспыхивающих звезд главным образом в девятиканальной *UBVRIJHKL*-системе Джонсона; предельная длина волны

в этой системе достигла 3,5 мкм (подробная библиография по этому вопросу дана в [18]). Затем появляется шестиканальная система Вайоминга (см. [19]), охватывающая область длин волн от 2,3 до 11,4 мкм. В этой системе Бопп и др. [20] провели фотоэлектрические измерения в отношении группы из шести вспыхивающих звезд, причем для одной звезд

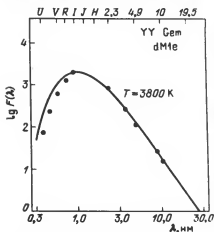


Рис. 7.11. Фотоэлектрические наблюдения вспыхивающей звезды YY Gem (dMe) в интервале длин волн от 0,34 мкм до 10,0 мкм. Сплошной линией показано планковское распределение при $T_{эф} = 3800$ К [20]

Т а б л и ц а 7.6. Эффективные температуры $T_{\text{эф}}$ и радиусы R_* ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet в визуальной и инфракрасной областях спектра

Звезда	Спектр	$T_{\text{эф}}(\text{K})$		R_* ($R_{\odot} = 1$)
		Визуальн.	Инфракрасн.	
YZ CMi	dM4,5e	2870	3150	0,37
AD Leo	dM4,5e	2870	3450	0,43
CN Leo	dM8e	2400	2800	0,13
SZ UMa	dM1	3340	3575	0,50
Ross 128	dM5	2800	3075	0,21
EQ Vir	dK5e	4130	4500	0,58
BD+55° 1823	dM1e	3340	3550	—
V 1216 Sgr	dM4,5e	2870	3100	0,21
EV Lac	dM4,5e	2870	3300	0,35
CQ And	dM6e	2550	3225	0,20
40 Eri C	dM4,5e	2870	3325	0,40
WX UMa	dM8e	2400	2875	0,13
V 645 Cen	dM5e	2800	3050	0,14
Ross 867	dM5e	2800	3225	0,47
BD+4° 4048 B	dM5e	2800	2200	0,14
L 717-22	dM4e	2930	3025	0,35
UV Cet	dM5,5e	2600	2950	0,14
YY Gem	dM0,5e	3400	3825	0,62
Wolf 424	dM5,5e	2730	3025	0,17
Wolf 630	dM4,5e	2870	3400	0,44
Wolf 47	dM7e	2530	2935	0,25
G 3-33	dM8e	2400	3125	0,45
DT Vir	dM2e	3200	3550	0,81
V 1285 Aql	dM2e	3200	3275	0,62
EQ Peg	dM4e	2930	3450	0,77
BY Dra	dM0e	3450	4100	—

ды (EQ Vir) до 4,9 мкм, для трех (BY Dra, EV Lac, EQ Peg) до 8,7 мкм и лишь для двух звезд (YY Gem и AD Leo) до 10,0 мкм.

Какие выводы можно сделать из этих наблюдений? Прежде всего, звезды класса M с эмиссионными линиями в среднем на $\sim 0^m,3$ болометрической величины оказались ярче обычных M-звезд без эмиссионных линий. Далее, распределение энергии в инфракрасной области спектра достаточно хорошо можно представить, оказывается, законом Планка при некоторой эффективной температуре, специфичной только для инфракрасной области спектра; один такой пример — для звезды YY Gem — показан на рис. 7.11 (подобные графики для 36 вспыхивающих звезд приведены в [18]). И, что представляет особый интерес, эффективные температуры в инфракрасной области спектра почти для всех без исключения звезд (см. четвертый столбец табл. 7.6) оказались значительно выше их эффективных температур в визуальной области. Именно этим следует объяснить, почему наблюдаемые точки в U -, B -, V -, а иногда и в R -лучах сосредоточились ниже планковской кривой, соответствующей инфракрасной об-

Т а б л и ц а 7.7. Отношение наблюдаемого потока $F(\lambda)$ на данной длине волны к планковскому потоку $B(\lambda)$ на $\lambda = 8,7$ мкм и при заданной $T_{\text{эф}}$ для группы вспыхивающих звезд

Вспыхивающая звезда	$T_{\text{эф}}, \text{ К}$	$F(\lambda)/B(8,7 \text{ мкм})$		
		$\lambda = 3,6 \text{ мкм}$	$\lambda = 4,9 \text{ мкм}$	$\lambda = 8,7 \text{ мкм}$
YY Gem	3800	0,40	0,48	1
BY Dra	4100	0,80	0,91	1
AD Leo	3600	0,52	0,71	1
EV Lac	3450	0,42	0,66	1
EQ Peg	3350	0,38	0,59	1

ласти (в этом отношении пример звезды YY Gem на рис. 7.11 является типичным почти для всех вспыхивающих звезд).

По известному болометрическому потоку (интеграл от планковской кривой типа рис. 7.11) и параллаксу звезды можно найти болометрическую светимость L_{bol} , а отсюда и радиус звезды R_* из соотношения

$$R_* = 1,185 \cdot 10^3 (L_{\text{bol}}/T_{\text{эф}}^4)^{1/2}. \quad (7.20)$$

Числовые значения R_* для тех же звезд приведены в последнем столбце табл. 7.6; они находятся в пределах 0,1 – 0,8, в среднем 0,2 – 0,3 солнечного радиуса. Светимости же находятся в пределах 0,1 – 0,001, в среднем 0,01 болометрической светимости Солнца, что на несколько порядков больше их светимости в U -, B - и даже V -лучах.

Вернемся, однако, к интересующему нас вопросу — о характере спектра вспыхивающих звезд в области 3–6 мкм. Дело в том, что представление реальной излучательной способности в инфракрасной области спектра вспыхивающей звезды планковским законом, как это было сделано в [18] и проиллюстрировано на примере YY Gem на рис. 7.11, на самом деле приближенное. При малом масштабе рисунка, к тому же в логарифмической шкале, отклонения между теоретической кривой и точками наблюдения становятся практически незаметными. Между тем, когда все это делается тщательно и в крупном масштабе, то выясняются значительные — в нашем понимании — отступления от планковской кривой.

В качестве иллюстрации в табл. 7.7 представлены результаты подобного рода анализа для упомянутых выше вспыхивающих звезд, для которых наблюдения были доведены до $\lambda = 8,7$ мкм. Для этих звезд были построены планковские кривые $B(\lambda)$ при заданной $T_{\text{эф}}$ и нормированные в точке $\lambda = 8,7$ мкм. Затем были найдены числовые значения отношения $F(\lambda)/B(8,7 \text{ мкм})$, где $F(\lambda)$ — наблюдаемый поток на данной волне. При полном совпадении планковской кривой с наблюдениями мы должны были бы иметь $F(\lambda)/B(8,7 \text{ мкм}) = 1$ на всех длинах волн и для всех звезд. В действительности числовые значения этого отношения оказались отличными от единицы и разными как в разных областях спектра, так и для разных звезд. Так, отношение $F(3,6 \text{ мкм})/B(8,7 \text{ мкм})$ у BY Dra в два раза больше, чем у YY Gem или EQ Peg. Отношение же $F(4,9 \text{ мкм})/F(3,6 \text{ мкм})$, которое приближению равно введенному выше

отношению k_2/k_1 , оказалось также отличным от единицы; оно порядка единицы у DY Dra и порядка 1,5 у EQ Peg и EV Lac. К сожалению, не имея прямых измерений на $\lambda \sim 5,5$ мкм (интерполяция здесь не годится), мы не можем на основе этих данных сказать что-либо определенное о числовом значении k_3/k_2 . Заметим, кстати, что найденная здесь величина для k_2/k_1 — до порядка 1,5 — оказалась значительно меньше, чем введенные выше (§ 8) пределы (1,5 — 3,5); к этому вопросу мы вернемся в следующем параграфе.

При нынешней скудости наблюдательного материала, касающегося инфракрасных наблюдений вспыхивающих звезд, мы ничего не можем сказать о временном поведении их излучательной способности в инфракрасной области спектра. Однако, коль скоро речь идет о таких заведомо нестационарных объектах, какими являются вспыхивающие звезды, трудно ожидать от них подобного постоянства вообще. Имеющиеся немногие факты как будто говорят в пользу этой точки зрения. Были, например, зарегистрированы довольно значительные колебания в величинах эквивалентных ширины эмиссионной линии H_α у отдельных вспыхивающих звезд — до двух раз у YZ CMi, полутора раз у EQ Peg и т.д. [21].

Таким образом, несмотря на явную ограниченность имеющихся на данном этапе наблюдательных фактов, налицо признаки того, что излучательная способность отдельных вспыхивающих звезд в областях $\sim 3,6$ и $4,9$ мкм может значительно — до полутора раз — отличаться от планковского распределения. Возможно также, что эта излучательная способность испытывает колебания в промежутках между вспышками.

10. Теоретические показатели цвета вспышки при обратном комптон-эффекте. Геометрия вспышки

Все попытки найти какую-нибудь закономерность в зависимостях между $(U - B)_f$ или $(B - V)_f$ и, например, амплитудой ΔU , успеха не имели; на графической зависимости $(U - B)_f \sim \Delta U$ все наблюдательные точки оказались рассеянными более или менее равномерно; разве лишь с тенденцией сгущаться вокруг некоторого центра.

Но неожиданно была выявлена закономерность, даже довольно четкая, между $(U - B)_f$ и отношением амплитуд $\Delta U/\Delta B$; она показана на рис. 7.12. Для большей уверенности эта зависимость была построена для дискретных значений ΔU — от $0^m,5$ до $3^m,5$. Во всех случаях результат один и тот же: по цвету чистая вспышка $(U - B)_f$ тем краснее, чем меньше $\Delta U/\Delta B$, и тем синее, чем больше $\Delta U/\Delta B$.

Физический смысл выявленной эмпирической закономерности напрашивается сам собой: при малых значениях $\Delta U/\Delta B$ цвет вспышки краснее потому, что сама относительная величина амплитуды в ультрафиолетовых лучах ΔU мала. И наоборот, при больших значениях $\Delta U/\Delta B$ цвет вспышки становится синее потому, что относительный вклад ΔU в излучение вспышки становится больше.

С другой стороны, если заданная средняя амплитуда $\overline{\Delta U}$ зависит от мощности вспышки τ , само отношение $\Delta U/\Delta B$ уже не должно зависеть от τ . Иначе говоря, кривые $(U - B)_f \sim \Delta U/\Delta B$ на рис. 7.12 не зависят от ΔU ; от мощности вспышки или, что то же самое, от ΔU зависит толь-

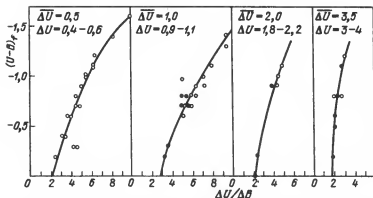


Рис. 7.12. Зависимость между наблюдаемым значением $(U-B)_f$ для дополнительного излучения вспышки и отношением амплитуд $\Delta U/\Delta B$ для четырех значений величины средней амплитуды $\Delta U: 0^m, 5, 1^m, 0, 2^m$ и $3^m, 5$. Использованы только результаты наблюдений Моффетта [12]. На втором, третьем и четвертом рисунках: черные кружки – наблюдения UV Cet, светлые кружки – наблюдения CN Leo

ко градиент $(U-B)_f$ от $\Delta U/\Delta B$: по мере роста $\overline{\Delta U}$ градиент $(U-B)_f$ от $\Delta U/\Delta B$ усиливается весьма однозначно.

В случае гипотезы обратного комптон-эффекта, как мы видели, цвет чистой вспышки действительно не зависит от мощности вспышки, но эта гипотеза и не приводит к зависимости между $(U-B)_f$ и $\Delta U/\Delta B$ того типа, которая изображена на рис. 7.12. Вместе с тем не следует забывать, что все это относится к вполне определенному случаю, вернее, к определенной геометрии при применении обратного комптон-эффекта, а именно, когда $n = 1$ в законе преобразования частоты $\nu/\nu_0 = n\gamma^2$ (формула (3.12), гл. 3). Между тем, как мы видели в гл. 3, коэффициент преобразования n может принять различные числовые значения в зависимости от взаимного положения облака из быстрых электронов относительно звезды и наблюдателя (см. рис. 3.4). Ясно поэтому, что при одной и той же мощности вспышки, но при разных значениях n относительный рост излучения в U -лучах (и в B -лучах) будет совершенно различным.

На основе изложения с помощью формул (7.1), (7.2), (7.15) – (7.17) были найдены числовые величины показателей цвета чистой вспышки

Таблица 7.8. Теоретические показатели цвета $(U-B)_f$ и $(B-V)_f$ излучения чистой вспышки в случае обратного комптон-эффекта при $T = 2800$ К, $\gamma^2 = 10$ и ряде значений n в законе преобразования частоты фотона $\nu/\nu_0 = n\gamma^2$ (случай $n = 0,1$ соответствует цвету звезды в ее спокойном, вне вспышки, состоянии)

Показатель цвета	n					
	0,1	0,15	0,20	0,40	1	2
$(U-B)_f$	$+1^m,15$	$+0^m,18$	$-0^m,45$	$-1^m,23$	$-1^m,70$	$-1^m,75$
$(B-V)_f$	$+1,94$	$+1,06$	$+0,76$	$+0,15$	$-0,18$	$-0,23$

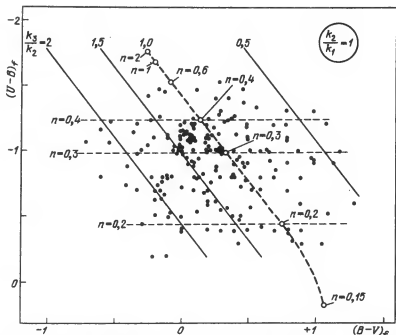


Рис. 7.13. Диаграмма зависимости $(U-B)_f \sim (B-V)_f$. Черные кружки – наблюдения. Жирная штриховая линия – обратный комптон-эффект при $\gamma^2 = 10$ для ряда значений n , от 0,15 до 2. Нанесены линии постоянных значений $(U-B)_f$ при заданном значении n (горизонтальные штриховые линии), а также линии зависимости $(U-B)_f$ от $(B-V)_f$ при $k_3/k_2 = 0,5; 1,0; 1,5$ и $2,0$. Диаграмма построена для случая $k_2/k_1 = 1$

$(U-B)_f$ и $(B-V)_f$ для ряда значений n , отличных от единицы. Результаты этих вычислений для случаев от $n = 0,15$ до $n = 2$ представлены в табл. 7.8. В графическом же изображении зависимость $(U-B)_f \sim (B-V)_f$ будет на этот раз представлена не одной точкой, как раньше, при $n = 1$ (рис. 7.10), а некоторой кривой (на рис. 7.13 это жирная штриховая линия для случая планковского излучения звезды, т.е. когда $k_2/k_1 = 1$ и $k_3/k_2 = 1$).

Учет фактора n , а по существу геометрии вспышки, как видим, существенно расширяет область охвата цветовой диаграммы гипотезой быстрых электронов; во всяком случае в соседстве с линией зависимости $(U-B)_f \sim (B-V)_f$ на рис. 7.13 теперь уже оказалось в значительно большем количестве наблюдательных точек, чем вокруг одной-единственной точки с $n = 1$, как было раньше.

Все это относится к случаю, когда $k_1 = k_2 = k_3 = 1$. Учет отклонения излучательной способности звезды от закона Планка в областях $\sim 3,6$, $\sim 4,4$ и $\sim 5,5$ мкм в свою очередь приводит к расширению указанной области охвата в еще большей степени – влево и вправо от главной линии зависимости $(U-B)_f \sim (B-V)_f$. Так появляются сетки из двух систем линий на рисунках 7.13 и 7.14, в первом случае при $k_2/k_1 = 1$ и разных значениях k_3/k_2 , во втором – при $k_3/k_2 = 1$ и разных k_2/k_1 . Заметим,

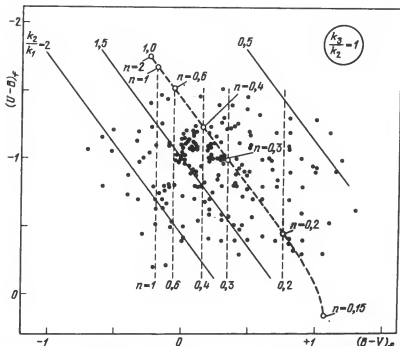


Рис. 7.14. Та же диаграмма для случая $k_3/k_2 = 1$. Вертикальные штриховые линии суть линии постоянных величин $(B-V)_f$ при заданных значениях n . Наклонные сплошные линии — зависимость $(U-B)_f \sim (B-V)_f$ при заданных значениях k_3/k_1

что больше половины точек наблюдений оказалось в зоне, ограниченной линиями, соответствующими значениям k_2/k_1 (или k_3/k_2) от 0,5 до 1,5; вне зоны с границами 0,5 и 2,0 соответственно оказалось меньше 10% точек.

Таким образом, в самом общем случае гипотеза быстрых электронов приводит к двухпараметровой зависимости цветов чистой вспышки — зависимости от n и от k_2/k_1 (или от k_3/k_2). Число же комбинаций между этими параметрами, при которых вспышка с данными цветовыми характеристиками становится физически возможной, очень велико. Судя по рисункам 7.13 и 7.14, вспышки с $n = 1$ и даже $n = 2$ (облако сзади звезды) так же часты, как и вспышки с $n \approx 0,2$ (облако спереди звезды). Однако наибольшее количество вспышек приходится на интервал от $n \approx 0,25$ до $n \approx 0,4$, что соответствует случаю, когда облако из быстрых электронов появляется чуть сбоку от звезды. Что касается k_2/k_1 и k_3/k_2 , то для подавляющего числа вспышек их числовые значения находятся в пределах от 0,8 до 1,5.

Имея в виду неизбежный разброс точек на цветовой диаграмме, вызванный экспериментальными причинами, о которых говорилось выше, можно прийти к выводу, что гипотеза быстрых электронов в целом в состоянии объяснить наблюдаемые цветовые диаграммы для излучения

чистой вспышки при допущении $\sim 50\%$ -ного отклонения излучательной способности звезды от закона Планка в отдельных участках инфракрасной области ее спектра.

11. Изменения показателей цвета во время вспышки

Поведение колориметрических характеристик излучения чистой вспышки в течение самой вспышки следует отнести к числу важных показателей этого явления.

В течение вспышки наиболее сильно меняется ее мощность τ . Однако, как уже неоднократно отмечалось, колориметрические характеристики чистой вспышки не зависят от τ и, следовательно, $(U - B)_f$ и $(B - V)_f$ должны оставаться постоянными, в рамках гипотезы быстрых электронов, на всех этапах развития вспышки. Но так ли это в действительности?

После максимума световой кривой, на ее нисходящей ветви, амплитуды ΔU , ΔB и ΔV становятся все меньше и меньше, и вследствие этого уменьшается точность нахождения числовых величин $(U - B)_f$ и $(B - V)_f$. В особенности это относится к измерению ΔV ; вспышка в V -лучах, как правило, исчезает раньше всех, а очень большие относительные ошибки измерения ΔV делают вообще безнадежным нахождение числового значения $(B - V)_f$ с приемлемой точностью. Поэтому ко всем результатам, относящимся к изменениям $(U - B)_f$ и в особенности $(B - V)_f$, следует относиться весьма осторожно.

А что дают наблюдения? Они весьма противоречивы. Так, по измерениям П.Ф. Чугайнова [8] изменения $(B - V)_f$ между начальной и конечной фазами развития вспышки как будто имеют место — в пределах $0^m,2 - 0^m,5$ для четырех вспышек EV Lac. В отличие от этого Кристалды и Лугнтайо [22] не находят изменения, в пределах ошибок измерений, в величинах $(U - B)_f$ и $(B - V)_f$ в течение девяти сильных вспышек четырех вспыхивающих звезд, в том числе и EV Lac, хотя разброс на их записях $(B - V)_f$ порою доходит до $0^m,5$.

В принципе, однако, некоторые изменения показателей цвета излучения вспышек в течение вспышки следует ожидать — в рамках гипотезы быстрых электронов — по следующим двум причинам. Во-первых, может меняться сама геометрия (ориентация) облака из быстрых электронов относительно наблюдателя. Во-вторых, из-за изменения эффективной температуры звезды она все-таки должна в конце вспышки быть несколько выше, чем перед ее началом. Однако, имея в виду, что вообще зависимость показателей цвета чистой вспышки от эффективной температуры звезды весьма слабая, этот фактор, надо полагать, не будет играть особой роли. По-видимому, значение первого фактора — геометрия вспышки — в этом вопросе куда важнее.

А вообще проблема изменений колориметрических характеристик дополнительного излучения во время вспышки требует более подробного рассмотрения, прежде всего в экспериментальном отношении.

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Постановка вопроса

В предыдущих главах задача о возбуждении вспышек была рассмотрена в "чистом" виде: предполагалось, что резкое и быстрое усиление коротковолновой области спектра — вспышка — вызвано только обратным комптон-эффектом — неупругими столкновениями быстрых электронов с инфракрасными фотонами. Иначе говоря, не предполагалось, что само появление быстрых электронов в принципе может повлечь за собой рождение новых световых фотонов. Это допущение, однако, требует количественной проверки. Более конкретно речь идет о том, чтобы определить, как велика в том или ином диапазоне длин волн доля световых фотонов, генерируемых средой при свободно-свободных переходах быстрых электронов в поле протонов (электронов), т.е. при нетепловом тормозном излучении по сравнению с количеством фотонов, появившихся в той же области спектра в результате обратного комптон-эффекта.

Ниже будет показано, что у одних вспыхивающих звезд нетепловое тормозное излучение проявляется лишь частично и то только при очень мощных вспышках, а у других оно практически не играет никакой роли при возбуждении оптических вспышек. Вместе с тем выявляется огромная роль нетеплового тормозного излучения в области очень коротких волн — рентгеновского диапазона, на котором мы остановимся в гл. 15. Наконец, нетепловое тормозное излучение предсказывает возможность вспышки карликовых звезд ранних спектральных классов, эффективная температура которых порядка 10000 К и выше. Исходя из всего этого, специальное рассмотрение нетеплового тормозного излучения следует считать необходимым. Этому посвящена работа [1].

Безразмерная энергия быстрых электронов γ , вызывающих вспышку звезды, как было показано выше, порядка нескольких единиц. При таких энергиях теория эффективного сечения взаимодействий электрон — протон или электрон — электрон приводит к выражениям, крайне сложным для практического применения [2]. Выходом из положения обычно считается интерполяция, проводимая между результатами предельных случаев, когда энергия электронов значительно меньше собственной и когда электроны крайне релятивистские. В нашем случае ($\gamma \approx 3$) электроны не являются крайне релятивистскими, но они заведомо не тепловые. Поэтому в качестве эффективного сечения соударений можно использовать формулу, данную Джозефом и Рорлихом [3] и выведенную на основе более общей теории Бете и др. [4, 5, 6]. Эта формула имеет такой вид:

$$\sigma_{\nu}(E) d(h\nu) = 4\alpha r_0^2 f(\nu, E) \frac{d(h\nu)}{h\nu}, \quad (8.1)$$

где $\alpha = 1/137$, $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см, а через $f(\nu, E)$ обозначено

$$f(\nu, E) = \frac{1}{E^2} \left[\left(E^2 + E_1^2 - \frac{2}{3} E_1 E \right) \left(\ln \frac{2EE_1}{mc^2 h\nu} - \frac{3}{2} \right) - \frac{EE_1}{9} \right]. \quad (8.2)$$

Здесь E и E_1 — энергии электрона до и после соударения с протоном. Подставив в (8.2) $E_1 = E - h\nu$, где $h\nu$ — энергия фотона, испускаемого в результате торможения электрона, и вводя безразмерную энергию фотона

$$\omega = \frac{h\nu}{E} = \frac{1}{\gamma} \frac{h\nu}{mc^2}, \quad (8.3)$$

будем иметь

$$f(\omega, \gamma) = \frac{4}{3} \left(1 - \omega + \frac{3}{4} \omega^2 \right) \left[\ln \left(2\gamma \frac{1 - \omega}{\omega} \right) - \frac{3}{2} \right] - \frac{1 - \omega}{9}. \quad (8.4)$$

При низких частотах фотона, когда $\omega \ll 1$, т.е. в интересующей нас области длин волн (длиннее 3000 Å), имеем

$$f(\omega, \gamma) = \frac{4}{3} \left(\ln \frac{2\gamma}{\omega} - \frac{3}{2} \right) - \frac{1}{9}. \quad (8.5)$$

Выражениями (8.1) и (8.5) мы будем пользоваться при нахождении объемного коэффициента излучения среды, обусловленного торможением быстрых электронов.

2. Интенсивность нетеплового тормозного излучения

Сопоставление наблюдаемых параметров вспышек с их теоретическими значениями, выведенными на основе гипотезы о комптоновской природе вспышки, позволило нам найти вероятную форму энергетического спектра быстрых электронов; она сходна с гауссовой кривой случайного распределения с небольшой дисперсией (гл. 7). Приняв в первом приближении такие электроны за моноэнергетические, мы можем написать для объемного коэффициента тормозного излучения, \mathcal{E}_ν , генерируемого в единицу времени и в интервале энергий фотона от $h\nu$ до $h\nu + d(h\nu)$;

$$\mathcal{E}_\nu d(h\nu) = \sigma_\nu(E) n_e n_i v h\nu d(h\nu), \quad (8.6)$$

где v — скорость движения быстрых электронов, n_e и n_i — концентрация электронов и протонов. Переходя от шкалы частот к шкале длин волн, будем иметь для объемного коэффициента тормозного излучения на единичном интервале длин волн

$$\mathcal{E}_\lambda = 4\alpha r_0^2 n_e n_i \frac{v}{c} \gamma^2 h \left(\frac{mc^2}{h} \right)^2 F(\omega, \gamma), \quad (8.7)$$

где

$$F(\omega, \gamma) = \omega^2 f(\omega, \gamma). \quad (8.8)$$

Если облако из быстрых электронов вокруг звезды занимает объем V , то полная энергия E_λ , излучаемая этим облаком в единицу времени

и в единичном интервале длин волн, будет

$$E_{\lambda} = \mathcal{E}_{\lambda} V \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (8.9)$$

В случае, когда указанное облако образует оболочку с внешним радиусом $R = qR_*$ и внутренним R_* , где R_* — радиус звезды, можно написать

$$V = \frac{4\pi}{3} R_*^3 (q^3 - 1), \quad (8.10)$$

$$\tau = n_e \sigma_s R_* (q - 1), \quad (8.11)$$

где τ — по-прежнему оптическая толщина среды для процессов томсоновского рассеяния.

Дополнительная энергия тормозного излучения в размере E_{λ} накладывается на нормальное планковское излучение звезды, соответствующее эффективной температуре T ; эта энергия равна $4\pi R_*^2 B_{\lambda}(T)$. Поэтому фактический поток излучения от системы "звезда + оболочка из быстрых электронов" будет на данном λ и в единичном интервале длин волн

$$4\pi R_*^2 J_{\lambda} = E_{\lambda} + 4\pi R_*^2 B_{\lambda}(T). \quad (8.12)$$

Это соотношение справедливо до тех пор пока можно пренебрегать самопоглощением излучения в оболочке, т.е. пока τ меньше единицы.

Из (8.12) найдем для кривой блеска вспышки J_{λ} :

$$J_{\lambda}(\tau, \gamma, T) = B_{\lambda}(T) D_{\lambda}(\tau, \gamma, T), \quad (8.13)$$

где

$$D_{\lambda}(\tau, \gamma, T) = 1 + \frac{4}{3} \alpha r_0^2 n_e n_i \frac{v}{c} h \left(\frac{mc^2}{h} \right)^2 \times \\ \times R_*(q^3 - 1) \gamma^2 \frac{F(\omega, \gamma)}{B_{\lambda}(T)}. \quad (8.14)$$

Т а б л и ц а 8.1. Относительная интенсивность излучения звезды $D_{\lambda}(\tau, \gamma, T)$ во время вспышки, обусловленной тормозным излучением быстрых электронов при $R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$ см и $R = 5 \cdot 10^{10}$ см, для ряда значений τ

$\lambda, \text{ \AA}$	$\omega \times 10^6$	$F(\omega, \gamma)$	$R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$		
			τ		
			0,1	0,01	
3000	2,55	$1,270 \cdot 10^{-10}$	81740	818	
4000	1,91	0,730	2728	28,3	
5000	1,53	0,474	415	5,1	
6000	1,27	0,333	131	2,3	
7000	1,09	0,247	62	1,6	
10000	0,76	0,110	21	1,2	
15000	0,51	0,051	12,5	1,115	
20000	0,38	0,029	12,0	1,110	

Примем в дальнейших вычислениях $v/c = 1$, $n_e = n_1$; подставим значение n_e из (8.11), а также числовые значения постоянных. Тогда будем иметь взамен (8.14)

$$D_\lambda(\tau, \gamma, T) = 1 + 0,48 \cdot 10^{40} \frac{\tau^2}{R_*} \frac{q^3 - 1}{(q - 1)^2} \lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1) \gamma^2 F(\gamma, \omega). \quad (8.15)$$

Безразмерный коэффициент $D_\lambda(\tau, \gamma, T)$ аналогичен коэффициенту $C_\lambda(\tau, \gamma, T)$, когда оптическая вспышка индуцирована обратным комптон-эффектом; он представляет собой относительную интенсивность и показывает, во сколько раз результирующее излучение превышает планковское излучение звезды на данной длине волны при заданной мощности вспышки. Во время вспышки $D_\lambda > 1$, а при ее отсутствии, т.е. когда $\tau = 0$, должно быть $D_\lambda = 1$. Величина $(D_\lambda - 1)$ представляет собой отношение энергии, излучаемой оболочкой в результате торможения быстрых электронов, к планковской энергии излучения звезды на данной волне.

Кривая блеска вспышки, даваемая соотношением (8.13), обладает рядом интересных особенностей.

Прежде всего при сделанных допущениях D_λ оказывается обратно пропорциональным радиусу звезды. Это значит, что в случае звезды UV Ceti, радиус которой равен $0,08 R_\odot$, относительная роль тормозного излучения должна быть больше, чем в случае AD Leo, у которой радиус почти на порядок больше.

Далее, из (8.15) следует также, что величина дополнительной энергии, обусловленная тормозным излучением быстрых электронов, пропорциональна τ^2 , т.е. зависит от оптической толщи среды гораздо сильнее, чем в случае обратного комптон-эффекта, где дополнительное излучение пропорционально τ . Отсюда следует, что при одних и тех же условиях роль тормозного излучения должна быть мала при слабых вспышках (когда τ мало) и наоборот.

			$R_* = 5 \cdot 10^{10}$			
			τ			
	0,001	0,0001	0,1	0,01	0,001	0,0001
	9,2	1,082	8174	83	1,81	1,008
	1,27	1,003	274	3,7	1,027	1
	1,04	1,0004	42	1,4	1,004	1
	1,013	1,0004	14	1,13	1,001	1
	1,006	1	7,1	1,06	1	1
	1,002	1	3,0	1,02	1	1
	1,0012	1,00001	2,15	1,011	1,0001	1
	1,0011	1,00001	2,05	1,001	1,00001	1

Наконец, сильная зависимость световой кривой от τ приводит к тому, что эффективная продолжительность вспышки в случае тормозного излучения должна быть значительно меньше, чем в случае обратного комптон-эффекта.

Звезды UV Ceti и AD Leo занимают некие крайние положения среди вспыхивающих звезд по абсолютной светимости. Поэтому дальнейшие вычисления целесообразно проводить для двух случаев, когда $R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$ см и когда $R_* = 5 \cdot 10^{10}$ см. Эффективная температура будет принята равной $T = 2800$ К в обоих случаях. Что касается множителя $(q^3 - 1)/(q - 1)^2$ в формуле (8.15), то он приблизительно равен 10, когда q' колеблется в пределах от 2 до 10; в этом случае интенсивность излучения J_λ будет определяться с точностью не хуже 40%.

С помощью этих данных и формулы (8.15) найдены числовые величины D_λ при $\gamma^2 = 10$ для двух значений радиуса звезды и ряда значений τ , меньших 0,1. Результаты представлены в табл. 8.1.

Имея функцию $J_\lambda(\tau, \gamma, T)$ — закон распределения энергий в спектре звезды во время вспышки — нетрудно определить отсюда основные наблюдаемые параметры, в частности, показатель цвета и амплитуды вспышек в разных лучах.

3. Спектр излучения

При сильных вспышках, как мы увидим ниже (раздел 5), процессы типа нетеплового тормозного излучения быстрых электронов начинают преобладать над обратным комптон-эффектом. В этом случае все основные характеристики и в первую очередь показатели цвета и амплитуды вспышки будут определяться почти целиком тормозным излучением. Это относится также к спектру света чистой вспышки (с вычетом излучения невозмущенной звезды).

На основе приведенных выше соотношений было найдено распределение энергии в спектре нетеплового тормозного излучения в оптическом диапазоне. Результаты для двух значений энергии электронов, $\gamma = 3$ ($E = 1,5$ МэВ) и $\gamma = 15$ ($E = 7,5$ МэВ), приведены на рис. 8.1, где интенсивность дана в звездных величинах m_ν и в шкале частот. Как видим, и в этом случае спектр излучения оказался очень пологим, по существу, внеш-

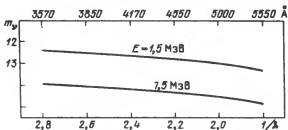


Рис. 8.1. Теоретический спектр света вспышки, индуцированной нетепловым тормозным излучением быстрых электронов с энергией $\gamma = 3$ (1,5 МэВ) и $\gamma = 15$ (7,5 МэВ). Интенсивность излучения дана в звездных величинах m_ν и в шкале частот

не ничем не отличающимся от того, который наблюдается в случае обратного комптон-эффекта (рис. 5.7).

Одна из вспышек EV Lac, для которой был найден спектр света чистой вспышки, оказалась очень мощной (гл. 5, § 5). Согласно теории, преобладающим процессом для этой вспышки должно быть нетепловое тормозное излучение, следовательно, мы должны и в этом случае иметь для нее очень пологий спектр. Так и есть на самом деле: наблюдаемый спектр этой вспышки на максимуме (рис. 5.12) оказался таким же пологим, как и в моменты, далекие от максимума, когда мощность мала и когда преобладающим является обратный комптон-эффект.

4. Показатели цвета

Прежде всего нас интересуют числовые значения $U - B$ и $B - V$ для случая чистого тормозного излучения быстрых электронов. В широком диапазоне энергии электронов эти величины, оказывается, практически не зависят от γ и равны

$$U - B = -1^m,33$$

$$B - V = +0^m,04$$

В случае обратного комптон-эффекта мы имели: $U - B = -1^m,80$ и $B - V = -0^m,38$ (см. рис. 7.1). Отсюда следует, что в чистом виде дополнительное излучение комптоновского происхождения значительно "синее", чем дополнительное излучение тормозного происхождения.

Значение $U - B$ порядка $-1^m,3$ и больше для дополнительного излучения вспышки (с вычетом излучения звезды) наблюдается довольно часто. Поэтому в таких случаях нельзя сказать, чем обусловлено дополнительное излучение — торможением электронов или обратным комптон-эффектом. Но зарегистрированы вспышки, когда $U - B = -1^m,5$; в таких случаях можно говорить о комптоновской природе дополнительного излучения.

Таким образом, только в случае малых значений $U - B$ (меньше $-1^m,3$) можно говорить о дополнительном излучении комптоновского происхождения. В остальных случаях цветовые характеристики оказываются недостаточными для того, чтобы делать однозначный выбор между тормоз-

Т а б л и ц а 8.2. Показатели цвета вспыхивающих звезд при тормозном излучении быстрых электронов в зависимости от R_* и τ

τ	$R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$		$R_* = 5 \cdot 10^{10}$	
	$U - B$	$B - V$	$U - B$	$B - V$
0,1	$-1^m,33$	$+0^m,05$	$-1^m,32$	$+0^m,095$
0,01	$-1,23$	$+0,39$	$-0,68$	$+1,26$
0,001	$+0,50$	$+1,74$	$+0,80$	$+1,81$
0,0001	$+1,13$	$+1,82$	$+1,14$	$+1,82$
0	$+1,14$	$+1,82$	$+1,14$	$+1,82$

ным излучением и обратным комптон-эффектом как причиной вспышки. Для этого нужно располагать дополнительными данными.

Что касается зависимости $U - B$ и $B - V$ от τ , то она представлена в табл. 8.2, а цветовая диаграмма, построенная с помощью этих данных, аналогична той, какую мы имели в случае обратного комптон-эффекта (см. рис. 7.2).

5. Амплитуда вспышек

В табл. 8.3 приведены величины теоретических амплитуд вспышек, обусловленных тормозным излучением быстрых электронов в U , B - и V -лучах, и в зависимости от τ и R_* .

Анализ данных, приведенных в этой таблице, а также их сопоставление с данными табл. 7.4 позволяет сделать ряд интересных выводов. Прежде всего, из-за сильной зависимости тормозного излучения от τ его эффективность сказывается только при больших значениях τ ; при малых же значениях τ дополнительное излучение практически имеет комптоновское происхождение. Существует некое критическое значение $\tau_{кр}$, при котором тормозное излучение и обратный комптон-эффект играют одинаковую роль. Величина $\tau_{кр}$ зависит от R_* , т.е. от светимости звезды. Так, для UV Cet ($R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$ см) $\tau_{кр} = 0,009$, если считать, что эта звезда относится к подклассу M5, и $\tau_{кр} = 0,06$, если принять подкласс M6. В первом случае критическая амплитуда вспышки, например в U -лучах, равна 4^m . Поэтому можно сказать, что все вспышки UV Cet с амплитудой больше 4^m в U -лучах обусловлены тормозным излучением. В остальных случаях, когда $\Delta U < 4^m$, вспышки имеют комптоновские происхождение. В то же время из табл. 1.8 следует, что случаи вспышки UV Cet с $\Delta U > 4^m$ составляют 2–3% от общего количества вспышек этой звезды со всевозможными амплитудами. Это значит, что 97% случаев вспышек UV Cet обусловлено обратным комптон-эффектом и только 3% вспышек может быть вызвано нетепловым тормозным излучением.

В случае AD Leo ($R_* = 5 \cdot 10^{10}$ см) картина иная. Для этой звезды $\tau_{кр} = 0,09$, чему соответствует $\Delta U = 6^m$. Но звезда AD Leo никогда не имела ам-

Т а б л и ц а 8.3. Амплитуды вспышек, вызванных тормозным излучением быстрых электронов в U -, B - и V -лучах

$R_*, \text{ см}$	Спектральный диапазон	τ			
		0,1	0,01	0,001	0,0001
$0,5 \cdot 10^{10}$	U	$10^m,0$	$5^m,0$	$0^m,75$	$0^m,012$
	B	7,6	2,6	0,10	0
	V	5,8	1,2	0,02	0
$5 \cdot 10^{10}$	U	7,5	2,6	0,10	0
	B	5,0	0,8	0,01	0
	V	3,3	0,2	0	0

Таблица 8.4. Результирующие амплитуды ΔU_* , ΔB_* , ΔV_* вспышек звезд классов M5 и M6, обусловленные суммарным эффектом обратного комптон-эффекта и нетеплового тормозного излучения

τ		0,1	0,01	0,001	0,0001
M5	ΔU_*	$10^m,0$	$5^m,5$	$2^m,25$	$0^m,50$
	ΔB_*	7,6	3,0	0,48	0,05
	ΔV_*	5,8	1,5	0,09	0,006
M6	ΔU_*	10,2	6,35	3,7	1,4
	ΔB_*	7,7	3,5	1,0	0,14
	ΔV_*	5,9	1,85	0,17	0,02

плитуды больше 5^m в U -лучах (см. табл. 1.8). Отсюда мы приходим к заключению, что у этой звезды тормозное излучение не должно играть никакой роли и что все зарегистрированные до сих пор вспышки имеют только комптоновское происхождение.

Почти все остальные вспыхивающие звезды по своей абсолютной светимости заключены между UV Cet и AD Leo. К тому же большие значения амплитуд у них обнаруживаются крайне редко. Поэтому можно утверждать что вспышки звезд типа UV Cet в подавляющем числе случаев обусловлены обратным комптон-эффектом. Лишь при исключительно мощных вспышках может сказаться также роль тормозного излучения быстрых электронов.

Максимальная амплитуда в размере $\Delta U = 6^m,6$ была зарегистрирована во время одной вспышки YZ CMi — звезды типа UV Cet. В звездных агрегатах была зарегистрирована вспышка с амплитудой $8^m,4$ в U -лучах в Орионе и в нескольких случаях с амплитудой $8^m,5$ и даже $> 8^m,5$ в Плеядах. Сопоставляя все это с данными, приведенными в табл. 8.3, видим, что оптическая толща среды из быстрых электронов τ никогда не бывает больше 0,01. Иначе говоря, суммарная энергия, выделенная во время исключительно мощной и крайне редкой вспышки, никогда не бывает больше 10^{38} эрг. Подавляющее же количество вспышек соответствует случаям $\tau \leq 0,001$.

Пользуясь данными таблиц 7.4 и 8.3, можно найти величины результирующих амплитуд вспышек ΔU_* , ΔB_* и ΔV_* , обусловленных суммарным эффектом тормозного излучения и обратного комптон-эффекта. В случае звезды класса M5 окончательные результаты представлены в табл. 8.4 для ряда дискретных значений τ ; для промежуточных значений τ величины амплитуд можно найти с помощью рис. 8.2.

Таблица 8.5. Теоретические амплитуды вспышек в $\lambda = 10\,000 \text{ \AA}$, обусловленные тормозным излучением быстрых электронов

τ	0,1	0,01	0,001
$R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$	$3^m,25$	$0^m,19$	0^m
$R_* = 5 \cdot 10^{10}$	1,15	0,02	0

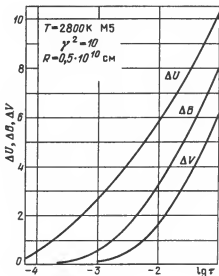


Рис. 8.2. Результирующие амплитуды вспышек в U -, B - и V -лучах, обусловленные суммарным эффектом нестепового тормозного излучения и обратного комптон-эффекта быстрых электронов

Таким образом, основные характеристики вспышек — показатели цвета и амплитуды — в случае тормозного излучения качественно мало чем отличаются от характеристик вспышек комптоновского происхождения.

Однако в одном отношении тормозное излучение резко отличается, по крайней мере качественно от обратного комптон-эффекта. А именно, в инфракрасной области спектра тормозное излучение приводит к *положительной* вспышке, в противоположность *отрицательной* в

случае обратного комптон-эффекта. Что касается амплитуд положительной вспышки, то они крайне малы (табл. 8.5) и не могут быть обнаружены без специальных усилий. Если к тому же иметь в виду, что подавляющее число вспышек соответствует случаям $\Delta U < 3$ ($\tau < 0,001$), то об обнаружении положительной инфракрасной вспышки в области длин волн в 1 мк и речи быть не может. Что касается отрицательной инфракрасной вспышки, то некоторая вероятность ее обнаружения сохраняется.

6. Применение к горячим звездам

Гипотеза обратного комптон-эффекта исключает возможность *положительной* вспышки в U -, B - и V -лучах в случае горячих звезд, когда $T \approx 10\,000$ К (гл. 6). В противоположность этому тормозное излучение быстрых электронов, в принципе, может быть причиной положительной вспышки у высокотемпературных звезд. Однако заметной величины такая

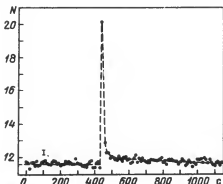


Рис. 8.3. Кривая блеска вспышки белого карлика G 44-32, зарегистрированная в B -лучах [10]. N — число фотонов, вертикальный отрезок — среднеквадратическая погрешность

Таблица 8.6. Теоретические амплитуды вспышек, обусловленных тормозным излучением быстрых электронов, в случае горячих звезд ($\gamma^2 = 10, R_* = 0,5 \cdot 10^{10}$ см)

Амплитуды вспышек	$T = 10000 \text{ K}$				$T = 20000 \text{ K}$			
	τ				τ			
	0,5	0,2	0,1	0,01	0,5	0,2	0,1	0,01
ΔU	$3^m,9$	$1^m,98$	$0^m,28$	0	$0^m,68$	$0^m,15$	$0^m,03$	0
ΔB	3,8	1,95	0,27	0	0,75	0,16	0,04	0
ΔV	3,8	1,94	0,24	0	0,87	0,20	0,06	0

вспышка может достичь лишь при очень больших значениях τ , порядка 0,1 (табл. 8.6). В этом смысле вспышку звезд ранних спектральных классов (и то только карликов) даже теоретически следует рассматривать как весьма маловероятное событие.

В связи с этим следует упомянуть о появляющихся изредка сообщениях об нмевших место случаях вспышек звезд ранних спектральных классов. Так, например, 1 марта 1964 г. Эндрюс [7] зарегистрировал вспышку звезды 6-й величины HD 37519 класса B8 с амплитудой 3^m ; Пейдж [8] отмечает три вспышки 66 Ori, звезды классов B1–B6, нмевших место в августе – сентябре 1969 г. с амплитудами $1^m,0$, $1^m,8$ и $0^m,8$. Имеется сообщение [9] о вспышке одной звезды класса B8 в скоплении M6 с неправдоподобно большой амплитудой – 7^m (!); эта вспышка была зарегистрирована с применением телевизионной техники и последующей фиксации на фотоплёнке.

Конечно, к этим сообщениям, особенно к последнему, следует относиться с большой осторожностью, тем более, что не всегда можно разобраться в обстоятельствах, при которых сделаны эти наблюдения. Однако даже в случае их правдоподобности и при отказе от вполне очевидного допущения, что вспышка у этих звезд может быть индуцирована их слабым и очень холодным спутником, сама по себе возможность вспышки горячих звезд в принципе не находится в противоречии с теорией тормозного излучения.

На фоне этих фактов особенно выделяется сообщение Уорнера и др. [10] о вспышке у белого карлика G 44–32. Вспышка была зарегистрирована 7 февраля 1970 г. с помощью 82-дюймового телескопа Струве, в кассегреновском фокусе которого был установлен приемник излучения – счетчик фотоионов с фотоумножителем, чувствительным к синим лучам. Исследователям удалось построить кривую блеска вспышки – она приведена на рис. 8.3 – с периодом накопления 10 с. Амплитуда вспышки оказалась равной $0^m,61$, а продолжительность – около одной минуты. Величина амплитуды и малая продолжительность вспышки не противоречат тому, что следовало бы ожидать в случае действия механизма тормозного излучения у горячих карликов. Тем не менее необходимо располагать дополнительными данными, прежде чем делать вывод о том, что действительно вспыхивают сами горячие карлики, а не их возможные спутники позднего типа.

При справедливости сделанных выше выводов следует ожидать также возможность вспышки у тех ядер планетарных туманностей, которые являются белыми карликами.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ. ХРОМОСФЕРЫ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

1. Две составляющие света вспышки

Свет вспышки звезд, как показывают синхронные фотоэлектрические и спектральные наблюдения, состоит из двух компонентов: а) сплошной или непрерывной эмиссии и б) излучения рекомбинационной природы — в эмиссионных линиях и в континууме различных серий.

На максимуме световой кривой вспышки преобладает непрерывная эмиссия, она составляет 80 — 95% полного излучения вспышки, остальные 5 — 20% (в B -лучах) приходятся на эмиссионные линии водорода, гелия, ионизованного кальция и др. На нисходящей части световой кривой и по мере удаления от ее максимума относительная доля излучения в эмиссионных линиях возрастает и, начиная с какого-то момента, непрерывная эмиссия исчезает совсем — дальше световая кривая становится практически однокомпонентной и обусловленной только эмиссионными линиями. Проследить за точными количественными изменениями каждой из этих составляющих не представляется возможным из-за трудностей получения спектрограмм дополнительного излучения вспышки на сильно ослабевшей нисходящей части световой кривой.

Вся эта "анатомия" световой кривой показана схематически на рис. 9.1. Момент пересечения обеих кривых T_a разделяет общую (наблюдаемую) световую кривую на две области — C и E , в каждой из которых та или иная составляющая является доминирующей. Местонахождение точки T_a , так же как и точки T_b — момента исчезновения непрерывной эмиссии — может меняться от вспышки к вспышке даже у одной и той же звезды. Сам факт существования этих областей указывает, что темп гашения излучения или градиент его спада неодинаков для обеих составляющих, и, стало быть, должны существовать определенные физические условия и процессы, приводящие к подобному эффекту. Их выявление — одна из наших задач.

Однако здесь же следует отметить с полной определенностью, что, несмотря на подобное разделение световой кривой на области C и E , доля эмиссионных линий в интегрированной по всей световой кривой энергии излучения так же мала, как и на максимуме вспышки. Если иметь в виду, что энергия возбуждения эмиссионных линий в конечном итоге берется из того же источника, что и сама непрерывная эмиссия, то становится очевидной некоторая условность подобного разделения общего излучения вспышки на две составляющие, поскольку обе они — две различные формы проявления одного и того же общего феномена.

Спектр излучения, индуцированного как обратным комптон-эффектом, так и нетепловым бремсстралунгом, — непрерывный и охватывает также область частот ионизации водорода — короче 912 Å. За счет этого коротковоливого "хвоста" и может осуществляться возбуждение эмиссионных

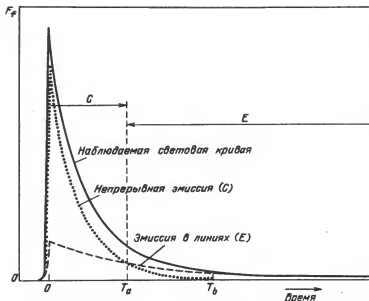


Рис. 9.1. Двухкомпонентная структура наблюдаемой световой кривой вспышки: пунктир – непрерывная эмиссия (С); штриховая линия – излучение в эмиссионных линиях (Е). Точка T_a соответствует моменту времени равных величин обеих компонент, точка T_b – моменту времени исчезновения непрерывной эмиссии

линий. Весь вопрос заключается в том, достаточно ли будет мощность ионизирующего излучения, генерируемого во время вспышки, для того, чтобы возникшие в результате эмиссионные линии можно было выделить на фоне излучения звезды?

2. Мощность ионизирующего излучения

В гл. 4 была рассмотрена задача переноса фотосферного излучения звезды через слой быстрых электронов. Там же были выведены формулы по нахождению спектрального распределения интенсивности выходящего из такого слоя излучения для различных моделей среды и разных энергетических спектров быстрых электронов. Эти формулы справедливы для всего диапазона частот, в том числе и жесткого ультрафиолета – излучения, ионизирующего водород. В схеме, например, реальной фотосферы и моноэнергетического спектра электронов имеем для направленного внутрь, в сторону звезды, потока излучения

$$H_\nu(\tau, \gamma, T) = B_\nu(T) \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_2(\tau), \quad (9.1)$$

где τ – по-прежнему эффективная оптическая толщина среды из быстрых электронов для процессов томсоновского рассеяния. После подстановки

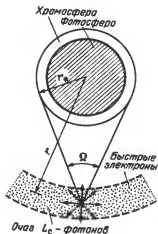
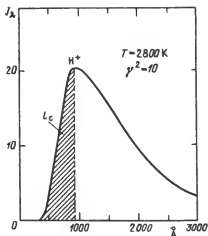


Рис. 9.2. Теоретическое распределение энергии в области ионизирующего водород L_c -излучения при вспышке звезды класса M5

Рис. 9.3. К проблеме возбуждения эмиссионных линий у вспыхивающих звезд. Источник ионизирующего L_c -излучения находится вдали от звезды, откуда она видна под углом Ω . Эмиссионные линии возникают в хромосфере звезды

значения функции $B_\nu(T)$ выражение (9.1) примет следующий вид:

$$H_\nu(\tau, \gamma, T) = \frac{3}{\gamma^4} \frac{h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 \frac{x^3}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_2(\tau). \quad (9.2)$$

В случае гауссова распределения электронов по энергиям имеем

$$H_\nu(\tau, \gamma_0, T) = \frac{6}{\sqrt{\pi} \sigma} \frac{h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 x^3 \Phi_x(\gamma_0, \sigma) F_2(\tau). \quad (9.3)$$

Выражения (9.2) и (9.3) представляют собой теоретические спектры непрерывного излучения вспышки в области ионизирующих водород частот. С увеличением γ максимум этих спектров перемещается в сторону коротких волн. На рис. 9.2 приведен пример такого спектра для звезд класса M5, рассчитанный с помощью формулы (9.2). Примечательно, что уже при $\gamma^2 = 10$ указанный максимум находится почти в области ионизации водорода ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$). Излучение, лежащее в области короче $\lambda = 912 \text{ \AA}$, будем обозначать в дальнейшем через L_c .

Само по себе появление коротковолнового "хвоста" в спектре "комптоновского" излучения еще ничего не говорит об интенсивности эмиссионных линий, возбужденных за счет этого "хвоста". Необходимо поэтому знать соотношение между полным количеством L_c -излучения и количеством энергии, испускаемой звездой в видимой области спектра. Займемся сначала определением мощности L_c -излучения.

Общее выражение для интенсивности L_c -излучения, $I_c(\tau)$, направленного от оболочки или слоя из быстрых электронов к хромосфере звезды

(рис. 9.3), запишется в виде

$$I_c(\tau) = \int_{\nu_0}^{\infty} H_\nu(\tau, \gamma, T_*) d\nu, \quad (9.4)$$

где ν_0 — частота ионизации водорода. В случае моноэнергетических электронов имеем, подставляя значение функции $H_\nu(\tau, \gamma, T)$ из (9.2),

$$I_c(\tau) = 3 \frac{h}{c^2} \gamma^4 \left(\frac{kT_*}{h} \right)^4 F_2(\tau) J_3 \left(\frac{x_0}{\gamma^2} \right). \quad (9.5)$$

Здесь

$$J_3(u) = \int_u^{\infty} \frac{z^3 dz}{e^z - 1},$$

где $u = x_0/\gamma^2 = h\nu_0/kT_*\gamma^2$. Числовые значения этой функции записаны в таблицах, например, в [1]. При обычных для звезд UV Cet температурах ($T_* = 2800$ К) имеем $J_3(u) = 1,1 \approx 1$, так что дальше эту функцию можно опустить.

Выражение (9.5) дает направленный на хромосферу поток ионизирующего L_c -излучения комптоновского происхождения. Для полного количества этого излучения, $E_{co}(\tau)$, имеем

$$E_{co}(\tau) = 4\pi r_*^2 I_c(\tau), \quad (9.6)$$

где r_* — радиус звезды. Подставляя значение $I_c(\tau)$ из (9.5), найдем

$$E_{co}(\tau) = 1,72 \cdot 10^{11} r_*^2 \tau \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.7)$$

Аналогичным образом можем написать для мощности L_c -излучения, ионизирующего не тепловым, а бремсстральным быстрых электронов,

$$E_{br}(\tau) = \mathcal{E}_c(\tau) V, \quad (9.8)$$

где V — эффективный объем вокруг звезды, занимаемый быстрыми электронами, $\mathcal{E}_c(\tau)$ — объемный коэффициент излучения в частотах ионизации,

$$\mathcal{E}_c(\tau) = \int_{\nu_0}^{\infty} \mathcal{E}_\nu(\tau) d\nu = 4\alpha r_*^2 \gamma m c^3 n_e^2 f_c(\omega_0), \quad (9.9)$$

где подставлено значение функции $\mathcal{E}_c(\tau)$ из (8.6), а

$$f_c(\omega_0) = \int_{\omega_0}^{\infty} f(\omega, \gamma) d\omega, \quad (9.10)$$

причем вид безразмерной функции $f(\omega, \gamma)$ дается формулой (8.4).

Коротковолновый конец спектра излучения в случае не теплового бремсстрального, как мы видели в предыдущей главе, простирается довольно далеко — до области жесткого рентгеновского излучения (~ 1 Å). Следует учесть, однако, что область длин волн, где ионизация водорода наиболее эффективна, находится в пределах от 912 Å до ~ 200 Å (перекрывая частично и область поглощения нейтрального гелия). Далее, от 228 Å до ~ 3 Å поглощение обусловлено исключительно ионизованным гелием (в расчете $n(\text{He})/n(\text{H}) \approx 0,1$). В области же рентгеновских лучей (< 3 Å) непрозрачность среды определяется главным образом томсоновским рассеянием на свободных электронах. Произведя соответствующие интегрирования (9.10),

Таблица 9.1. Расчетные значения мощности ионизирующего водород L_c -излучения комптоновского и тормозного происхождения для UV Cet в зависимости от мощности вспышки

τ	$E_{co}(\tau),$ эрг · с ⁻¹	$E_{br}(\tau),$ эрг · с ⁻¹	τ	$E_{co}(\tau),$ эрг · с ⁻¹	$E_{br}(\tau),$ эрг · с ⁻¹
0,0001	$5,4 \cdot 10^{26}$	$0,6 \cdot 10^{25}$	0,01	$5,4 \cdot 10^{28}$	$6,0 \cdot 10^{28}$
0,001	$5,4 \cdot 10^{27}$	$0,6 \cdot 10^{27}$	0,05	$0,3 \cdot 10^{30}$	$1,6 \cdot 10^{30}$

найдем для числовой величины $f_c(\omega_0)$ в отмеченных выше областях длин волн:

Область длин волн, Å	$f_c(\omega_0)$	
900 – 200	0,0007	ионизация водорода
200 – 3	0,08	ионизация гелия
< 3	1,0	рентгеновское излучение

(9.10a)

Подставив в (9.8) значения V и n_e из (8.10) и (8.11), найдем для $E_{br}(\tau)$ — мощности ионизирующего излучения тормозного происхождения в любой частоте ионизации ω_0

$$E_{br}(\tau) = 1,63 \cdot 10^{26} r_* f_c(\omega_0) \tau^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.11)$$

Для мощности ионизирующего водород излучения найдем отсюда, подставив $f_c(\omega_0) = 0,0007$,

$$E_{br}(\tau) = 1,14 \cdot 10^{23} r_* \tau^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.12)$$

Всегда какая-то часть L_c -излучения превращается, в результате флуоресценции, в излучение в той или иной эмиссионной линии. Поэтому, в зависимости от того, которая из этих составляющих — $E_{br}(\tau)$ или $E_{co}(\tau)$ — станет преобладающей в данном конкретном случае, можно говорить об эмиссионных линиях либо комптоновского, либо тормозного происхождения.

Приведем результаты вычисления для UV Cet, для которой $r_1 = 0,08 \cdot R_\odot = 0,56 \cdot 10^{10}$ см. Имеем из (9.7) и (9.12) для мощности ионизирующего излучения комптоновского и тормозного происхождения соответственно:

$$E_{co}(\tau) = 5,4 \cdot 10^{30} \tau \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$E_{br}(\tau) = 6,4 \cdot 10^{32} \tau^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Найденные с помощью этих соотношений величины полного количества ионизирующего излучения в зависимости от мощности вспышки τ приведены во втором и третьем столбцах табл. 9.1.

Зависимость мощности L_c -излучения от τ сильнее в случае нетеплового бремсстралунга ($\sim \tau^2$) и слабее в случае обратного комптон-эффекта ($\sim \tau$). Поэтому кривые зависимости $E(\tau)$ от τ должны пересекаться при некотором значении τ' (рис. 9.4), разделяющем области, в которых ионизирующее излучение того или иного типа будет преобладающим. Так, в случае UV Cet это пересечение происходит при $\tau \approx 0,01$, и, следовательно, эмиссионные

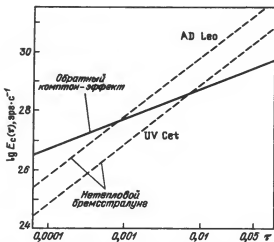


Рис. 9.4. Зависимость мощности ионизирующего водород излучения от мощности вспышки, обусловленной обратным комптон-эффектом и нетепловым тормозным излучением (нетепловой бремсстралунг)

линии, появившиеся во время относительно слабых вспышек ($\tau < 0,01$), будут индуцированы ионизирующим излучением комптоновского происхождения. В случае же сильных вспышек ($\tau > 0,01$) интенсивность эмиссионных линий определится процессами нетеплового бремсстралунга.

В случае другой звезды — AD Leo, картина иная: для нее $r_* \approx 5 \cdot 10^{10}$ см и указанное пересечение (на рис. 9.4) происходит при $\tau' \approx 0,001$. Для остальных же вспыхивающих звезд τ' находится в пределах 0,01 — 0,001. Поэтому можно сказать с уверенностью, что при вспышках с силой $\tau < 0,001$ возбуждение эмиссионных линий должно быть обусловлено преимущественно процессами обратного комптон-эффекта, а при $\tau > 0,01$ — нетепловым бремсстралунгом. При вспышках же с мощностью $\tau \approx 0,001$ оба процесса играют примерно одинаковую роль.

3. Возбуждение эмиссионных линий

Говоря о генерации эмиссионных линий, о возбуждении хромосферы и вообще атмосферы вспыхивающей звезды, мы должны иметь в виду, в дополнение к вышесказанному, еще следующее важное обстоятельство. Во время вспышки происходит усиление существующих и появление новых эмиссионных линий. Вместе с тем наблюдения не указывают ни одного случая усиления, а тем более появления новых линий поглощения во время вспышки звезды. Это возможно лишь в случае, когда возбуждающее хромосферу (атмосферу звезды) излучение падает на нее извне, независимо от природы самого излучения.

Слой или облако из быстрых электронов в общем случае находится, согласно нашей схеме, либо на некотором расстоянии от фотосферы (рис. 9.3), либо же простирается от поверхности звезды до расстояния r_* .

Поэтому только часть генерируемого в такой среде L_c -излучения дойдет до хромосферы, остальная часть покинет звезду навсегда. Если обозначить через $\xi_c(r)$ величину дошедшего до хромосферы L_c -излучения, то будем иметь

$$\xi_c(r) = W E_c(r), \quad (9.13)$$

где W — эффективность использования L_c -излучения в процессах флуоресценции. В частности, W может быть дано геометрическое истолкование: в этом случае речь будет идти об обычном коэффициенте дилуции, даваемом выражением

$$W = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} [1 - \sqrt{1 - (r_*/r)^2}], \quad (9.14)$$

где r_* — радиус звезды, r — средний радиус оболочки из быстрых электронов.

Проникая во внешние слои атмосферы звезды — в хромосферу, L_c -излучение мощностью ξ_c может привести в момент вспышки к резкому усилению ионизации в этих слоях; в результате появятся эмиссионные линии.

Таким образом, наша модель предполагает генерацию L_c -излучения в одной области, находящейся на некотором расстоянии от фотосферы звезды, а возникновение эмиссионных линий — в другой, в ее хромосфере. При этом область генерации L_c -излучения — айсамбль из быстрых электронов — все время разряжается и диффундирует, рано или поздно покидая звезду, а область возникновения эмиссионных линий — хромосфера — все время остается связанной со звездой, хотя и может претерпеть определенные изменения вследствие неизбежного нагрева под влиянием того же L_c -излучения.

Итак, возникший спонтанно айсамбль из быстрых электронов, посылая в сторону хромосферы определенное количество L_c -фотонов, быстро исчезает. Хромосфера же, получив импульсивно L_c -энергию, сразу же переходит в возможно наивысшее состояние ионизации, после чего начинается процесс высвечивания. Очевидно, суммарная энергия высвечивания в виде флуоресцентного излучения должна равняться или быть несколько меньше полной L_c -энергии, попавшей на хромосферу извне. Что касается продолжительности высвечивания, то она определяется главным образом электронной концентрацией возмущенной хромосферы.

Такова общая картина появления и исчезновения эмиссионных линий во время вспышки холодной звезды. В общем случае, конечно, проблема возбуждения эмиссионных линий во время вспышки должна быть поставлена как задача нестационарная. Однако мы здесь ограничимся пока качественным анализом, рассматривая стационарную задачу, когда соблюдается равновесие между энергией, излучаемой хромосферой в виде эмиссионных линий, и энергией, поглощаемой ею в виде L_c -излучения. Проблема же поведения хромосферы во времени, в частности, в промежутках между вспышками, будет рассмотрена в гл. 10.

Коэффициент поглощения на один атом в линиях главной серии водорода обычно на три-четыре порядка больше коэффициента непрерывного поглощения в частотах L_c -излучения. Поэтому хромосфера выше уровня

$\tau_c = 1$ должна быть полностью непрозрачной в линиях лаймановской серии водорода (τ_c — оптическая толщина в частотах ионизации водорода; на внешней границе хромосферы $\tau_c = 0$). Что же касается бальмеровских линий, то величина оптической толщины в них зависит еще и от степени возбуждения водорода. Не исключено, что при достаточно высокой степени населенности второго уровня водорода среда окажется частично или даже полностью непрозрачной в линиях бальмеровской серии. Тогда уровень $\tau_c = 1$ в хромосфере, до которого еще могут углубиться падающие извне L_c -фотоны, и уровень $t(H_I) = 1$, откуда еще могут выйти бальмеровские фотоны, будут находиться на разных линейных глубинах ($t(H_I) = 0$ на внешней границе хромосферы). Это приводит к необходимости учета самопоглощения в линиях, т.е. к решению уравнения переноса в эмиссионных линиях. Нас интересует, однако, установление условий, при которых некая бальмеровская линия будет видна на фоне непрерывного излучения звезды. Поэтому в первом приближении с самопоглощением можно и не считаться.

Согласно теории возникновения эмиссионных линий какая-то часть L_c -энергии — обозначим ее через γ_I — в результате флуоресценции переходит в энергию эмиссионной линии бальмеровской серии водорода H_I . Допустив, что в хромосфере имеется достаточное количество нейтральных атомов водорода, поглощающих всю падающую на нее извне L_c -энергию, можно написать для полной интенсивности линии H_I :

$$E(H_I) = \gamma_I I_c(\tau) = \gamma_I W I_c(\tau), \quad (9.15)$$

где $I_c(\tau)$ дается выражениями (9.5) или (9.9) для случая комптоновского или тормозного происхождения L_c -излучения.

Результаты измерений интенсивностей эмиссионных линий у вспыхивающих звезд обычно представляют в эквивалентных ширинах W_I . Поэтому можем написать, теперь в другой форме, для той же интенсивности $E(H_I)$, с учетом вызванной обратным комптон-эффектом деформации планковского распределения непрерывного спектра звезды:

$$E(H_I) = W_I C_{\lambda_I}(\tau, \gamma, T) B_{\lambda_I}(T). \quad (9.16)$$

Приравнявая (9.16) к (9.15) и подставляя значение $I_c(\tau)$ из (9.5), принимая $J_3(x_0/\gamma^2) \approx 1,0$, а также $F_2(\tau) \approx \tau/2$ (см. гл. 4), найдем для эквивалентной ширины эмиссионной линии, когда она индуцирована L_c -излучением комптоновского происхождения,

$$\frac{W_I}{\lambda_I} = W \gamma_I \frac{3\gamma^4}{4} \frac{e^{x_I} - 1}{x_I^4} \frac{\tau}{C_I(\tau, \gamma, T)}. \quad (9.17)$$

В случае же очень сильной линии, когда как ионизирующее излучение, так и непрерывный спектр обусловлены нетепловым бремсстралунгом, будем иметь, аналогично (9.17),

$$\frac{W_I}{\lambda_I} = W \gamma_I \frac{f_c(H^+)}{\omega f(\omega, \gamma)}. \quad (9.18)$$

Как и следовало ожидать, в этом случае, в отличие от (9.17), отношение W_I/λ_I не зависит от τ и от физических параметров звезды; оно зависит только от дилуции излучения W .

Таблица 9.2. Эквивалентная ширина W_β эмиссионной линии H_β в спектре вспыхивающей звезды типа UV Cet в зависимости от мощности вспышки τ (теоретические расчеты, W — коэффициент дилуции) и механизма возбуждения

τ	$W_\beta (\text{\AA})$		Механизм возбуждения
	$W = 0,1$	$W = 0,01$	
0,0001	7	1	Обратный комптон-эффект
0,001	73	7	Обратный комптон-эффект
0,01	500	50	Нетепловое тормозное излучение

Применим формулы (9.17) и (9.18) для нахождения величины эквивалентной ширины эмиссионной линии H_β в спектре вспыхивающей звезды типа UV Cet. Приняв $\gamma_\beta \approx 0,05$, будем иметь из (9.17) $W_\beta/\lambda_\beta = 15 W \tau$ для слабых линий ($\tau < 0,001$). Аналогично, пользуясь данными табл. 16.1 (см. гл. 16), будем иметь для сильных линий ($\tau > 0,001$) $W_\beta/\lambda_\beta \approx W \tau$. Найденные с помощью этих соотношений величины приведены в табл. 9.2.

Посмотрим теперь, что дают наблюдения. Надежных наблюдательных данных об эквивалентных ширинах эмиссионных линий в момент вспышки звезд имеется сравнительно немного. По результатам измерений спектрограмм нескольких вспышек UV Cet и AD Leo эквивалентные ширины эмиссионных линий оказались в пределах 10–120 Å. Во время максимумов пяти вспышек AD Leo П.Ф. Чугайнов [2] нашел для эквивалентной ширины линии H_β , соответственно, 90, 80, 70, 20 и 15 Å. Максимальные величины W_β , которые получаются, как увидим дальше, после максимумов вспышки в общем свете, оказались равными, соответственно, 170, 155, 300, 250 и 90 Å.

Для одной вспышки UV Cet средней мощности ($\Delta U = 2^m,4$) Бопп и Моффетт [3] нашли $W_\beta = 23$ Å, а для другой очень мощной вспышки этой же звезды ($\Delta U = 5^m,2$) они нашли $W_\beta \approx 40$ Å (см. табл. 9.8 на с. 216).

Сопоставляя все эти данные с тем, что приведено в табл. 9.2, видим, что наблюдения действительно находятся в пределах, предсказанных теорией. Более того, по данным сильной вспышки UV Cet ($W_\beta = 40$ Å) можно даже найти вероятную величину коэффициента дилуции W ; он оказался порядка 0,01 (последняя строка табл. 9.2), т.е. облака быстрых электронов в этом случае простираются до расстояний, в пять раз превышающих радиус звезды.

Все изложенное не имеет пока отношения к тому, что наблюдается во вневысвещечных условиях тех же звезд. Эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода в промежутках между вспышками значительно меньше приведенных выше величин; для линии H_α , например, она порядка (по измерениям Уордена и др. [28]) 4–8 Å у EV Lac, 2–5 Å у YY Gem, ~10 Å у CN Leo и AD Leo. Более подробно вопрос о поведении эмиссионных линий в промежутках между вспышками будет рассмотрен в следующей главе.

Представляет интерес сравнение мощности L_c -излучения комптоновского происхождения у вспыхивающей звезды температуры T с планковским излучением некоей условной звезды при эффективной температуре T_0 .

Для полного количества L_c -фотонов комптоновского происхождения, испускаемых в вспыхивающей звездой, имеем

$$N_c = 4\pi r_*^2 \frac{3}{2} \gamma^2 F_2(\tau) \frac{2}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 J_2(x_0/\gamma^2), \quad (9.19)$$

где

$$J_2(u) = \int_u^\infty \frac{z^2 dz}{e^z - 1}.$$

Полное количество L_c -фотонов теплового происхождения, испускаемых нашей гипотетической звездой того же размера, но с эффективной температурой T_0 , будет

$$N_c^0 = 4\pi r_*^2 \frac{2}{c^2} \left(\frac{kT_0}{h} \right)^3 J_2(y_0). \quad (9.20)$$

В этих выражениях $x_0 = h\nu_0/kT$, $y_0 = h\nu_0/kT_0$.

Из (9.19) и (9.20) имеем

$$\frac{N_c}{N_c^0} = \frac{3}{2} \gamma^2 F_2(\tau) \left(\frac{T}{T_0} \right)^3 \frac{J_2(x_0/\gamma^2)}{J_2(y_0)}. \quad (9.21)$$

При заданных параметрах вспышки γ , τ и T отношение N_c/N_c^0 зависит только от T_0 — температуры гипотетической звезды. Поскольку мы ищем эквивалент вспыхивающей звезды по L_c -активности, то, приняв $N_c/N_c^0 = 1$, найдем из (9.21) для искомой температуры этого эквивалента $T_0 \sim 13\,000 - 18\,000$ К при значениях T , соответствующих классам М5—К5.

Таким образом, излучательная способность в L_c -лучах холодных звезд в момент их вспышки примерно равна излучательной способности в тех же лучах обычных звезд с температурой порядка 15 000 К, т.е. звезд класса В. А звезды класса В, как известно, могут возбуждать достаточно сильные эмиссионные линии, когда они окутаны газовыми оболочками или погружены в газовую туманность.

Таким образом, по эффективности возбуждения эмиссионных линий тепловой природы звезды классов М — К в момент вспышки становятся эквивалентными звездам класса В, у которых возбуждение эмиссионных линий имеет тепловую природу.

4. Электронная температура в хромосферах вспыхивающих звезд

Спектральный состав излучения комптоновского происхождения существенно отличается от спектрального состава планковского излучения. Поэтому средняя величина кинетической энергии электрона, оторванного от атома водорода при фотоионизации под влиянием комптоновского излучения, может отличаться от той, какую мы встречаем в обычных условиях тепловых процессов в звездных атмосферах. В то же время почти полное отсутствие запрещенных линий в спектрах вспышек свидетельствует о том,

что один из основных механизмов охлаждения — вынос кинетической энергии из среды в виде излучения запрещенных линий — не действует в условиях атмосфер вспыхивающих звезд. Следует ожидать поэтому, что хромосфера звезд во время вспышек будет горячее обычной газовой среды, возбуждающей эмиссионные линии. При таких условиях задача нахождения величины электронной температуры, точнее, ее верхней границы в атмосферах вспыхивающих звезд во время вспышки может представлять определенный интерес [7].

Исходным при решении поставленной задачи является допущение, что свободные электроны возникают путем фотоионизации атомов водорода под влиянием L_c -излучения комптоновского происхождения и теряют свою энергию на процессы рекомбинации, связанные с водородом. Потери энергии на возбуждение запрещенных линий отсутствуют. Принимается также, что между электронами среды, возникшими в результате фотоионизации, установлено максвеллово распределение скоростей. Что касается источника излучения комптоновского происхождения, то по-прежнему предполагается, что он находится вне той среды, где возбуждаются эмиссионные линии (см. рис. 9.3).

Нетрудно убедиться, что количественные соображения, связанные как с формой энергетического спектра быстрых электронов, так и с их мощностью (τ), не играют роли при решении поставленной задачи. Благодаря этому можно ограничиться использованием выражения (4.8) в качестве расчетной формулы для спектрального состава ионизирующего L_c -излучения в случае одномерной задачи, т.е.

$$J_\nu \sim J_x \sim \frac{x^3}{e^{x/\gamma^2} - 1}. \quad (9.22)$$

Для вывода искомой зависимости между электронной температурой среды T_e и энергией быстрых электронов γ необходимо написать следующие два условия равновесия: а) условие стационарности: число атомов, поступающих в континуум при фотоионизации в единицу времени, должно быть равно числу атомов, покидающих континуум; б) условие лучистого равновесия: количество энергии, затраченной на фотоионизацию водородных атомов в единицу времени, должно быть равно количеству энергии, излученной при рекомбинации.

Обозначая через n_1 число атомов водорода в основном состоянии в единице объема, а через $k_{\nu 1}$ — коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один атом, будем иметь для числа актов поглощения L_c -фотонов в единицу времени

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (9.23)$$

где ν_0 — частота ионизации водорода.

Для числа рекомбинаций на все уровни имеем

$$4\pi n^+ n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \beta_i(T_e) e^{-\frac{m_e V^2}{2k T_e}} v^3 dv, \quad (9.24)$$

где n^+ и n_1 — число ионов и свободных электронов в единице объема, $\beta_i(T_e)$ — эффективное сечение рекомбинации.

Применение условия стационарности дает

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu = 4\pi n^+ n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \beta_i(T_e) e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_e}} v^3 dv. \quad (9.25)$$

Чтобы написать условие лучистого равновесия, следует подсчитать энергию, поглощенную при фотонизации, и энергию, излученную при рекомбинации и приравнять их. Получим

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} J_\nu d\nu = 4\pi n^+ n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \beta_i(T_e) h\nu e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_e}} v^3 dv. \quad (9.26)$$

Функция $\beta_i(T_e)$, входящая в эти соотношения, имеет вид

$$\beta_i(T_e) \sim k_{iv} \frac{i^2 \nu^2}{v^2}. \quad (9.27)$$

При написании выражений коэффициентов поглощения $k_{1\nu}$ и k_{iv} мы учтем также влияние отрицательного поглощения:

$$k_{1\nu} \sim \frac{1}{\nu^3} (1 - e^{-h\nu/k T_e}); \quad k_{iv} \sim \frac{1}{i^5 \nu^3} (1 - e^{-h\nu_i/k T_e}). \quad (9.28)$$

В результате из (9.25) и (9.26), вводя в них также вместо $m_e v^2/2$ величину $h\nu - h\nu_i$, найдем

$$\frac{\int_{x_0}^{\infty} x^{-1} (1 - e^{-x}) (e^{x'/\gamma^2} - 1)^{-1} dx}{\int_{x_0}^{\infty} (1 - e^{-x}) (e^{x'/\gamma^2} - 1) dx} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{e^{x_i}}{i^3} \left[\int_{x_i}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx - \int_{2x_i}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right]}{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} \left(1 - \frac{1}{2} e^{-x_i} \right)}, \quad (9.29)$$

где $x_0 = h\nu_0/k T_e$, $x_i = h\nu_i/k T_e$, ν_i — частота ионизации i -го состояния, $x' = xk T_e/T$.

Единственным неизвестным в соотношении (9.29) является электронная температура среды T_e ; она определяется однозначно при заданных значениях температуры звезды T и энергии быстрых электронов γ . Практически задача нахождения T_e решается следующим образом: сначала определяется x_0 из (9.29) при заданных значениях T и γ , а затем T_e из

$$T_e = \frac{h\nu_0}{kx_0}. \quad (9.30)$$

В качестве примера проведем вычисления для звезды класса M5 ($T = 2800$ K) и ряда значений γ . Результаты представлены в табл. 9.3, из которой следует, что теоретическая величина электронной температуры атмосферы (хромосферы) холодной звезды, находящейся под действием L_c -излучения комптоновского происхождения, очень высока: порядка 100 000 K. Она несколько больше электронной температуры среды при синхротронном излучении [8].

Т а б л и ц а 9.3. Электронная температура газовой среды, находящейся под действием комптоновского излучения

γ^2	T_e, K	γ^2	T_e, K
10	154 000	50	175 000
20	158 000	100	225 000

По порядку величины такой же результат для электронной температуры среды получаем и в случае ионизирующего излучения тормозного происхождения.

При более корректной постановке задачи, однако, следовало бы учесть также роль неупругих столкновений электронов с атомами водорода, коль скоро электронная температура так высока; в этом случае электронная температура может оказаться ниже величин, представленных в табл. 9.2. Как бы то ни было, вывод о том, что электронная температура в хромосферах вспыхивающих звезд должна быть очень высокой — порядка многих десятков тысяч градусов — будет неизбежен.

5. Электронная концентрация в хромосферах вспыхивающих звезд

Электронную концентрацию n_e в хромосферах вспыхивающих звезд можно найти по наблюдаемым интенсивностям — эквивалентным ширинам — той или иной эмиссионной линии следующим образом.

Для количества энергии \mathcal{E}_i , излучаемой ионизованным газом в данной линии водорода H_i за одну секунду и в единице объема (см., например, [1]), имеем

$$\mathcal{E}_i = n_e^2 \mathcal{E}_i^0, \quad (9.31)$$

где

$$\mathcal{E}_i^0 = 1,777 \cdot 10^{-17} \frac{b_i}{T_e^{3/2}} \frac{g_{2i}}{i^3} e^{\chi_i} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.32)$$

Полная энергия, излучаемая всей хромосферой в данной эмиссионной линии, будет

$$E_i = 4\pi r_*^2 \Delta r_* \mathcal{E}_i \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (9.33)$$

где Δr_* — линейная толщина хромосферы.

Величину E_i мы можем найти и другим путем, на этот раз по наблюдаемой величине эквивалентной ширины рассматриваемой эмиссионной линии W_i и известной эффективной (планковской) температуре звезды T , т.е.

$$E_i = 4\pi r_*^2 W_i B_{\lambda_i}(T). \quad (9.34)$$

Приравнявая (9.33) и (9.34) и учитывая (9.31), найдем отсюда

$$n_e = \left[\frac{W_i}{\Delta r_*} \frac{B_{\lambda_i}(T)}{\mathcal{E}_i^0} \right]^{1/2}. \quad (9.35)$$

Применим эту формулу для линии H_β ($i = 4$). Имеем при $T_e = 20\,000\text{K}$: $b_4 = 0,448$, $\chi_4 = 0,491$, $g_{24} = 0,822$. Далее наблюдения дают $W(H_\beta) \approx$

$\approx 100 \text{ \AA}$ [2]. Поэтому будем иметь из (9.35)

$$n_e = 0,8 \cdot 10^{16} (\Delta r_*)^{-1/2} \text{ см}^{-3}. \quad (9.36)$$

Нам ничего не известно о линейной протяженности хромосферы в вспыхивающих звезд. Допустим, что она несколько больше, чем у Солнца, т.е. $\Delta r_* \sim 10\,000 \text{ км}$ (нижний предел) или в десять раз толще (верхний предел). Тогда найдем $n_e = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в первом случае и $0,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ во втором. Заметим, что относительно слабая зависимость n_e от r_* в формуле (9.35) не делает знание точной величины линейной толщины хромосферы крайне необходимым.

Итак, электронная концентрация в хромосферах вспыхивающих звезд должна быть порядка 10^{11} см^{-3} . Разумеется, это — усредненная по высоте хромосферы величина n_e . В действительности, из-за наличия вертикального градиента в распределении n_e , она должна быть больше 10^{11} см^{-3} , вероятно, порядка 10^{12} см^{-3} в основании хромосферы, $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и меньше — в переходной от хромосферы к короне области. Кстати, Кункель [9] смог обнаружить на спектрограммах AD Leo, полученных во время вспышки, эмиссионную линию H_{14} водорода. Отсюда следует, что электронная концентрация в атмосфере (хромосфере) этой звезды должна быть меньше 10^{14} см^{-3} . По наблюдаемой величине ширины ($\sim 1 \text{ \AA}$) эмиссионной линии H_{α} Уорден и Петтерсон [22] находят $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для хромосфер ряда вспыхивающих звезд, что, по-видимому, следует считать сильно завышенным.

Нелишним будет привести здесь известные нам данные об n_e для солнечной хромосферы. Согласно принятой модели хромосферы Солнца (спикулы) имеем: $n_e = 6,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в основании хромосферы, $n_e = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на высоте $10\,000 \text{ км}$ и $n_e = 2,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ на высоте $20\,000 \text{ км}$ [10]. Стало быть, хромосфера у вспыхивающей звезды в этом отношении почти не отличается от солнечной хромосферы. И если эта хромосфера у вспыхивающих звезд доступна обнаружению в видимых лучах без особого труда, то это только благодаря тому, что сами эти звезды слабее Солнца на пять-шесть порядков.

Другие методы, к тому же более эффективные, нахождения электронной концентрации в хромосферах вспыхивающих звезд будут рассмотрены в гл. 10.

6. Степень ионизации

Зная величину потока ионизирующего водорода L_c -излучения комптоновского происхождения, падающего на хромосферу извне, можно найти степень ионизации водорода (и любого элемента) в хромосфере вспыхивающей звезды. Ограничимся рассмотрением этой задачи для поверхностных слоев хромосферы, где $\tau_c \sim 0$.

Исходным при этом является обычное условие стационарности между количеством актов ионизации и рекомбинации в единицу времени и в единице объема. Имеем

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} W \frac{H_{\nu}(\tau, \gamma, T)}{h\nu} d\nu = n^+ n_1 C(T_e), \quad (9.37)$$

Таблица 9.4. Степень ионизации водорода в хромосфере вспыхивающей звезды, вызванной излучением $(n^+/n_1)_{\text{rad}}$ и электронными столкновениями $(n^+/n_1)_{\text{col}}$ (коэффициент дилуции $W = 0,1$)

T_e , К	$(n^+/n_1)_{\text{rad}}$		$(n^+/n_1)_{\text{col}}$
	$\tau = 0,001$	$\tau = 0,01$	
10 000	55	550	0,001
15 000	75	750	0,5
20 000	90	900	10
30 000	110	1100	200
40 000	155	1550	1200

где n_1 , n^+ , n_e — концентрации нейтральных, ионизованных атомов водорода и свободных электронов; $C(T_e)$ — полный коэффициент рекомбинации электронов с протонами; $k_{1\nu}$ — коэффициент непрерывного поглощения из основного состояния, рассчитанный на один нейтральный атом водорода; $N_\nu(\tau, \gamma, T)$ — плотность потока ионизирующего излучения; W — коэффициент дилуции.

При обычной для фотосфер холодных звезд температуре (T) и при $\gamma^2 = 10$ имеет место условие $(h\nu_0/kT\gamma^2) > 1$. Учитывая это, а также подставив в (9.37) выражение функции H_ν из (9.2) и $k_1 = k_0(\nu_0/\nu)^2$, найдем [11]

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = C_0 W \frac{T}{\gamma^2} \frac{F_2(\tau)}{C(T)} e^{-h\nu_0/kT\gamma^2}, \quad (9.38)$$

где

$$C_0 = \frac{3kk_0\nu_0^2}{hc^2} = 2,65 \cdot 10^3 \text{ кельвин}^{-1} \text{ с}^{-1}.$$

Соотношение (9.38) есть формула ионизации водорода в случае, когда ионизирующее хромосферу излучение комптоновского происхождения.

В случае $\tau < 0,1$ имеем $F_2(\tau) \approx \tau/2$. Подставив в (9.38) $\gamma^2 = 10$ и $T = 2800$ К, будем иметь

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = 2,3 \cdot 10^3 \frac{\tau W}{C(T_e)}. \quad (9.39)$$

Выше мы нашли для хромосферы $n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Приняв также $W = 0,1$, нетрудно найти отсюда степень ионизации водорода в хромосфере, $(n^+/n_1)_{\text{rad}}$, когда ионизация вызвана излучением; результаты для двух значений τ (0,001 и 0,01) и ряда значений электронной температуры T_e представлены в табл. 9.4. Для сравнения в последнем столбце таблицы приведена также степень ионизации, $(n^+/n_1)_{\text{col}}$, обусловленная электронными соударениями.

На максимуме вспышки электронная температура в хромосфере должна быть очень высокая, вероятно, не ниже 50 000 К. В этом случае ионизация будет обусловлена исключительно электронными соударениями. При

температурах ниже 30 000 К преобладающим процессом становится фото-ионизация. В пределах температур 30 000 — 40 000 К вклад соударений и вклад излучения в процессах ионизации примерно одинаков.

7. Бальмеровский декремент эмиссионных линий

Джой [12] первым обратил внимание на изменчивость бальмеровского декремента эмиссионных линий водорода во время вспышки. При этом декремент становится более пологим в сторону коротких волн, а число наблюдаемых линий в серии увеличивается как у звезд с более высокой температурой. Однако в целом важные эти выводы тогда не были подкреплены количественными данными.

С применением движущейся кассеты были получены спектрограммы одной вспышки EV Lac (11. XII. 65) [9]. Найденные по этой спектрограмме значения бальмеровского декремента для четырех моментов этой вспышки приведены в табл. 9.5, где время $3^h 55^m$ соответствует моменту максимума вспышки.

Из этих данных следует, что, во-первых, бальмеровский декремент во время вспышки не только менее крут по сравнению с газовыми туманностями, но вначале может выступать даже в виде инкремента — инверсного

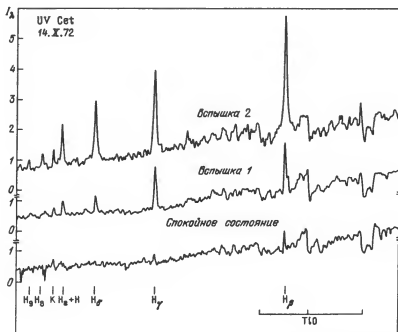


Рис. 9.5. Микрофотометрические записи в шкале интенсивностей двух вспышек UV Cet (14.X.72) в моменты их максимумов (вспышка 1 и вспышка 2), а также в спокойном состоянии звезды (нижняя кривая). Заметны резкие усиления эмиссионных линий во время вспышки

Т а б л и ц а 9.5. Бальмеровские декременты водородных линий в четырех моментах развития вспышки EV Lac (II. XII. 65), двух вспышек AD Leo (2. III. 70 и 27. IV. 70), в хромосфере Солнца и газовых туманностей

		H α	H β	H γ
EV Lac	3 ^h 55 ^m	—	1	1,24
	4 00	—	1	1,04
	4,03	—	1	1,10
	4,08	—	1	1,15
AD Leo	2.III.70	1,10	1	0,89
	27.IV.70	1,35	1	0,70
Хромосфера Солнца		2,80	1	0,45
— " —		2,72	1	0,40
— " —		2,90	1	0,59
Газовые туманности (теория при T _e = 20 000 K):				
Фотоионизация		2,80	1	0,49
Электронные столкновения		4,80	1	0,35

отношения интенсивностей линий. Во-вторых, бальмеровский декремент меняется во время вспышки, а минимальной крутизны достигает в момент максимума вспышки. Трудности, связанные с калибровкой таких спектрограмм, не позволяют надеяться на особую точность определения самой величины декремента, но в реальности его изменений, по-видимому, нет оснований сомневаться. В этой же таблице приведены величины бальмеровских декрементов для газовых туманностей (теория) и солнечной хромосферы (последние — по данным [10, 13]). Как видим, говорить о сходстве бальмеровских декрементов, даже в отдаленной степени, между вспыхивающими звездами с одной стороны, и газовыми туманностями и хромосферой Солнца — с другой, не приходится.

Несколько отличается от указанного случая бальмеровский декремент, найденный во время одной довольно мощной вспышки AD Leo [5]; он также приведен в табл. 9.5. Здесь инверсное отношение интенсивностей линий хотя и не наблюдается, но сам декремент стал довольно положителен по сравнению с предыдущим случаем.

Очень богато представлены результаты обработки серий спектрограмм, полученных во время упомянутых выше двух вспышек UV Cet [3]. На рис. 9.5 приведены фрагменты микрофотометрических записей этих спектрограмм, они свидетельствуют о резком усилении эмиссионных линий во время вспышек. А в табл. 9.6 представлены значения бальмеровских декрементов и эквивалентных ширины эмиссионных линий в разные моменты развития вспышки. По характеру бальмеровский декремент не отлича-

	H _δ	H _ε	H _η	H ₁₀	H ₁₁	K(Ca ⁺)
	1,48	1,22	1,17	0,94	0,80	0,47
	1,16	0,92	0,63	0,64	0,47	0,59
	1,28	1,10	0,90	0,67	0,59	0,68
	1,06	0,76	0,54	0,53	0,38	0,68
	0,69	(0,71)	—	—	—	0,27
	0,39	(0,84)	—	—	—	0,40
	0,22	(0,12)	0,12	—	—	0,79
	0,23	(0,14)	0,17	—	—	0,69
	0,41	(0,27)	0,23	—	—	1,13
	0,28	0,18	0,12	—	—	—
	0,17	0,10	—	—	—	—

Т а б л и ц а 9.6. Бальмеровские декременты и эквивалентные ширины эмиссионных линий во время двух вспышек UV Cet (14. X. 1972)

	Время (UT)	H _β	H _γ	H _δ	K Ca ⁺	H _ε	H ₉
<i>Бальмеровский декремент</i>							
Вспышка I	08 ^h 29 ^m —08 ^h 31 ^m	1,00	2,17	1,27	0,92	—	—
Вспышка II	08 42 — 08 45	1,00	1,13	1,12	0,36	0,56	0,25
	08 45 — 04 48	1	1,52	1,35	0,85	0,60	—
	08 48 — 09 01	1	1,15	—	—	—	—
<i>Эквивалентные ширины (Å)</i>							
Вспышка I	08 29 — 08 31	23,3	45,0	21,3	9,6	—	—
	перед вспышкой	8,3	—	—	—	—	—
Вспышка II	08 42 — 08 45	38,3	43,5	37,1	4,3	9,6	3,4
	08 45 — 08 48	30,8	43,8	33,4	17,5	12,3	—
	08 48 — 09 01	14,6	16,7	—	—	—	—
	перед вспышкой	6,8	8,7	—	—	—	—

ется от такового для EV Lac (табл. 9.5): и здесь наблюдается инкремент, а также изменение самой величины декремента во время вспышки.

Говоря о поведении эмиссионных линий во время вспышки, следует иметь в виду, что изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий могут происходить не только вследствие усиления или ослабления самих линий, но и из-за колебаний уровня непрерывного спектра. Резкое падение уровня непрерывного спектра может привести к резкому увеличению эквивалентной ширины, хотя сама линия по своей силе, может быть, и не претерпела изменений.

Иначе обстоит дело в случае относительных интенсивностей (декремент) линий. Относительные интенсивности эмиссионных линий не зависят от уровня непрерывного спектра, и поэтому их мгновенные значения характеризуют по сути дела те мгновенные физические параметры среды (электронная температура, электронная концентрация, степень ионизации, прозрачность среды, роль неупругих соударений и пр.), где формируются эти линии. Поэтому сам факт изменений декремента следует интерпретировать как доказательство изменений физических условий в хромосфере за время, сопоставимое с продолжительностью вспышки самой звезды.

Далее, в численном выражении декремент водородных линий у вспыхивающих звезд резко отличается от того, что мы имеем в солнечной хромосфере. Условия и сам механизм возбуждения эмиссионных линий в хромосферах вспыхивающих звезд, с одной стороны, и в хромосфере Солнца — с другой, должны быть отличными друг от друга.

Мыслима ситуация, при которой эмиссионные линии возбуждаются не в хромосфере, а частично или целиком в газовых облаках, которые могли бы появиться во время вспышки за счет выброшенного вещества. Но тогда следовало бы наблюдать декремент, характерный для газовых туманностей, что не имеет места.

Наконец, существует немногочисленная группа вспыхивающих звезд с крайне низкой вспышечной активностью (типичными представителями являются SZ UMa и GQ And), у которых даже наиболее сильные линии (H_α , Ca II) выступают в виде линий поглощения. Очевидно, в этих случаях речь может идти о хромосферах до того низкой мощности, что выделяемая ими эмиссия в линиях даже не в состоянии заливаться линиями поглощения фотосферного происхождения. Вместе с тем этот факт следует воспринять как прямое указание на существование сильной зависимости между мощностью хромосферы и вспышечной активностью звезды. Таким образом:

а) Хромосферы вспыхивающих звезд не являются простым аналогом солнечной хромосферы.

б) Хромосферы вспыхивающих звезд не могут быть отождествлены со средой, полностью прозрачной в линиях субординатных серий водорода, независимо от того, чем обусловлены процессы ионизации и возбуждения — только излучением или только электронными соударениями.

в) Существует непосредственная связь между мощностью хромосферы и вспышечной активностью звезды.

г) Фотоионизация, с одной стороны, и ионизация и возбуждение электронными соударениями — с другой, попеременно играют преобладающую роль на разных фазах развития вспышки.

Ко всему этому следует добавить, что как мощность падающей извне ионизирующей радиации, так и в особенности глубина ее проникновения в хромосферу, величины и распределения электронной температуры, электронной концентрации, давления и пр. постоянно меняются во время вспышки. Разработка в таких условиях количественной теории возбуждения эмиссионных линий в атмосферах (хромосферах) вспыхивающих звезд и, в частности, теории балмеровского декремента представляется проблемой далеко не простой.

8. Анализ профилей эмиссионных линий

Во время вспышки происходит не только усиление эмиссионных линий, но и их расширение. Джой [12] неоднократно подчеркивает тот факт, что во время вспышки яркие линии водорода становятся шире. По его мнению, наиболее часто встречающееся влияние вспышки на спектр звезды состоит именно в расширении эмиссионных линий водорода наряду с их усилением. Более четко это было выявлено на одной спектрограмме, случайно снятой на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт Вилсон во время сильной вспышки UV Cet (25.IX.1948) [14]. На этой спектрограмме все эмиссионные линии водорода, а также слабые линии HeI и 4686 HeII оказались шире, чем в нормальных условиях. Эти замечания Джоя, к сожалению, были основаны лишь на качественных оценках.

Количественные данные об изменениях ширины эмиссионных линий в разные моменты развития вспышек UV Cet и AD Leo были получены Р.Е. Гершбергом [4, 5] с применением электронно-оптических усилителей. Несмотря на большую величину инструментального профиля ($\sim 3-6 \text{ \AA}$), эти данные позволяют сделать ряд интересных выводов. В частности, установлено, что полуширина эмиссионных линий сначала увеличивается, а затем, достигая в какой-то момент максимума, уменьшается, приближаясь к инструментальному профилю. Увеличение полуширины при этом происходит в полтора-два раза.

Очевидно, эти факты имеют непосредственное отношение к тому, что в момент вспышки происходит резкое повышение электронной температуры в хромосфере звезды (см. гл. 10). Полуширина эмиссионной линии связана с электронной температурой среды не очень сильно, $\Delta\lambda \sim T_e^{1/2}$. Минимальное значение электронной температуры в хромосфере вспыхивающей звезды, по-видимому, порядка 15 000 К. В момент вспышки она может достигнуть до 60 000—100 000 К. Поэтому следует ожидать расширения эмиссионных линий в среднем в 2—2,5 раза. Это значение находится в пределах, которые дают наблюдения.

Гринштейн и Арп [15] на 200-дюймовом телескопе и с помощью электронно-оптического усилителя получили удачные записи спектра звезды Wolf 359 как в момент одной ее вспышки, так и в спокойном состоянии (рис. 9.6). В нормальных условиях спектр состоит из эмиссионных линий водорода и линии 3933 CaII. Во время вспышки происходит ряд существенных изменений. Прежде всего, линии водорода усиливаются и расширяются. Появляются линии $\lambda\lambda 4713$ и 4388 \AA нейтрального гелия. Каких-либо существенных изменений в структуре линий поглощения во время этой в общем-то не очень сильной вспышки не обнаружилось. Это относится

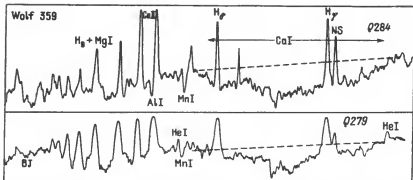


Рис. 9.6. Микрофотометрические записи спектрограмм звезды Wolf 359, полученные в момент вспышки (внизу) и в спокойном состоянии звезды (вверху). В верхней части дано отождествление эмиссионных линий, в нижней — линии поглощения. Горизонтальная стрелка показывает область поглощения 4227CaI шириною $\sim 400 \text{ \AA}$. Заметно сильное расширение эмиссионных линий во время вспышки звезды

и к полосам TiO; во время вспышки они так же сильны, как и в нормальных условиях. Очень широкая линия 4226CaI также не претерпела заметных изменений. Ширины линий водорода увеличились почти вдвое — от 8 \AA до 15 \AA . Если во время вспышки и появилась непрерывная эмиссия, то во всяком случае она началась с 3800 \AA . Самая слабая водородная линия, которую еще можно было видеть на спектрограмме, была H_{13} .

Были измерены лучевые скорости эмиссионных линий как в момент этой вспышки, так и позднее. Разность скоростей составила $-23 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ для линий водорода и $59 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ для линии $K \text{ Ca}^+$; эти разности так малы, что их нельзя объяснить истечением или выбросом газового вещества с учетом самопоглощения. По мнению Гриштейна и Арпа, отрицательные смещения могут быть вызваны горячей материей, вытекающей из звезды в сторону наблюдателя.

Были проведены также инфракрасные наблюдения этой звезды. В пределах ошибок не было обнаружено каких-либо колебаний в яркости звезды в инфракрасных лучах. Одновременно был установлен факт исключительной ее яркости в длинных волнах. При этих наблюдениях планковская температура звезды оказалась разной: 2000, 2250, 2500 К. Похоже на то, что максимум энергии излучения звезды Wolf 359 соответствует 2500 К. В визуальной и фотографической областях спектр Wolf 359 похож на спектр EV Lac в нормальных условиях.

Было сделано несколько попыток измерения величины балмеровского скачка $D = \lg(J_{3646}/J_{3646}^*)$ в момент вспышки звезды. Из-за запутанности спектра в этой области величину D , вообще говоря, нельзя определить с достаточной точностью. Тем не менее имеющиеся данные свидетельствуют о том, что значение D в момент вспышки не так уж велико. Для двух вспышек AD Leo и одной вспышки EV Lac, например, было найдено $D \approx 0,60$ [9]. Однако во время другой вспышки той же EV Lac было получено $D \approx 0,15 \div 0,43$ в момент максимума блеска и начала нисходящей ветви

кривой блеска, и $D \approx 0,15$ для одной довольно мощной вспышки AD Leo [5].

Обычно величина бальмеровского скачка является хорошим индикатором для определения электронной температуры среды в тех случаях, когда есть уверенность, что излучение имеет чисто рекомбинационное происхождение (модель туманностей). В отношении вспыхивающих звезд такая интерпретация бальмеровского скачка неприемлема. Спектр излучения в области бальмеровского скачка у вспыхивающих звезд складывается по крайней мере из трех составляющих: непрерывной эмиссии нетепловой природы, обычного теплового излучения фотосферы и рекомбинационного излучения хромосферы (к тому же довольно сложного состава) или окружающей газовой среды. Выделить на таком фоне рекомбинационную составляющую — задача не из легких. Поэтому найденная из прямых измерений величина бальмеровского скачка будет меньше той, которую мы имели бы в случае чистой рекомбинации. В то же время, чем меньше величина скачка, тем меньше должна быть температура газа. Поэтому неисправленные бальмеровские скачки в лучшем случае укажут нам верхнюю границу температуры газа. Например, при $D < 0,2$ электронная температура среды должна быть меньше 40 000 K.

Особый интерес представляет получение профилей отдельных эмиссионных линий с очень высоким спектральным разрешением (0,1–0,2 Å). Записи ряда таких линий для EV Lac, GT Peg, Wolf 359, Ross 614 были получены, в частности, Уорденом и Петтерсоном [22]. На рис. 9.7 воспроизведен профиль одной из этих линий — H_{α} . Обращает на себя внимание седлообразное углубление на кончике профиля, являющееся явным указанием на то, что излучение, следствием которого является эта линия, родилось в оптически толстой среде и претерпело многократные рассеяния, прежде чем покинуть звезду. Это объяснение седлообразных профилей кажется более вероятным (по сравнению с другой версией — зеемановским расщеплением в сильных магнитных полях), если иметь в виду, что такие профили не отличаются заметно при переходе от одной звезды к другой. Согласно теории формирования и переноса эмиссионных линий в оптически толстой (в частотах данной линии) среде величина углубления должна

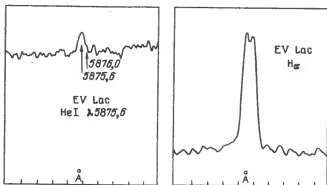


Рис. 9.7. Профили эмиссионных линий 5876 HeI и H_{α} в спектре EV Lac, полученные с высоким спектральным разрешением. Видно углубление в центре линии

быть тем больше, чем больше оптическая толщина в линии t_i [16]. В данном случае это углубление не очень большое и соответствует, вероятно, величине $t_i \sim 10$ н, во всяком случае, меньше 100. Для теории это уже кое-что значит, поскольку стало ясным, что хромосфера вспыхивающей звезды в данный момент не является прозрачной в одной из линий, принадлежащих субординатной серии. Иначе говоря, существует причина (большая плотность излучения в линии Лайман-альфа или большая эффективность возбуждения электронными соударениями?), приводящая к перенаселенности второго энергетического уровня водорода.

Именно такая интерпретация была дана в [30] — как эффект самопоглощения или эффект большой оптической толщи среды в спектральных линиях — наблюдаемому раздвоению профилей водородных (и других) линий; при этом согласия модельных расчетов с наблюдениями достигают путем подходящего подбора прежде всего вертикального градиента электронной температуры. Полутно было установлено одно важное обстоятельство: чем больше градиент электронной температуры, тем сильнее выражена хромосферная (и вспышечная) активность.

Признаки углубления в центре эмиссионных линий, или свидетельство непрозрачности хромосферы в линиях балмеровской серии водорода, удастся выявить даже в случаях получения спектрограмм с умеренной дисперсией. В качестве примера на рис. 9.8 воспроизведена микрофотометрическая запись спектра уже упомянутой выше мощной вспышки UV Cet [3], на которой отчетливо видна асимметрия в центре отдельных эмиссионных линий, представляющих собой, по сути дела, сильно суженное изображение горба на рис. 9.7. Более того, установлено, что указанная асимметрия появляется и исчезает в определенные моменты развития вспышки, и, следовательно, непрозрачность среды в данной линии имеет место в периоды около максимума вспышки. Во всяком случае продолжительность времени, когда наблюдается асимметрия линии, в несколько раз меньше полной продолжительности самой вспышки.

Разнообразие условий, при которых формируются профили эмиссионных линий, гораздо больше, чем думалось вначале. Это стало особо очевид-

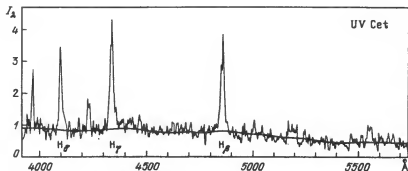
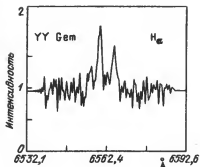


Рис. 9.8. Микрофотометрическая запись в шкале интенсивностей одной спектрограммы, полученной в момент максимума мощной вспышки UV Cet. Видна асимметрия в центре некоторых эмиссионных линий

Рис. 9.9. Профили эмиссионной линии H_{α} у спектрально-двойной вспыхивающей звезды YY Gem. Правый профиль принадлежит одному компоненту системы, левый — другому. Углубление (раздвоение) самопоглощения отсутствует на обоих профилях



ным после появления [28] большой серии эшелле-записей (разрешение 0,25 Å) профилей водородных линий в спектрах около двух десятков звезд-карликов M и Me. При этом выяснилось следующее:

1. Раздвоение профилей эмиссионной линии H_{α} является наиболее распространенным свойством среди звезд класса dMe (т.е. вспыхивающих звезд), в особенности, когда звезда не двойная.

2. У немногих звезд, даже типично вспыхивающих (AD Leo, V 1285 Aql, GT Peg), временами (?) эффект самопоглощения исчезает совсем [28]. Наряду с этим у AD Leo бывают периоды с сильно выраженным эффектом самопоглощения [29].

3. Заметно отсутствие эффекта самопоглощения у звезд спектрально-двойных систем (FF And, YY Gem). Один такой пример показан на рис. 9.9, взят из [28].

4. У некоторых звезд со слабо выраженной вспышечной активностью (SZ CMa, GX And, EQ Vir) линия H_{α} выступает в поглощении, и даже в таких случаях выявить признаки хромосферной активности, оказывается, можно [29].

5. Изменения профилей эмиссионных линий, H_{α} в частности, могут иметь место не только в период вспышки, но и в промежутках между вспышками, от ючи к ючи [32]. Бопп [31], например, обнаружил колебания профилей в масштабе времени порядка четырех часов.

9. О короткопериодических колебаниях интенсивности в H_{α} -эмиссии

Проводились специальные наблюдения с высоким временным разрешением с целью обнаружения, если они существуют, короткопериодических колебаний блеска вспыхивающей звезды в эмиссионной линии H_{α} . В отношении, например, AD Leo подобные наблюдения привели к следующим результатам [27]. Колебания интенсивности в линии H_{α} отсутствуют в шкале времени 5 минут $< t < 1$ час, причем нижний предел для более быстрых изменений интенсивности линии H_{α} установлен точно. Возможное объяснение сводится к тому, что явление вспышки у звезд не есть какой-то непрерывный макроскопический процесс, при этом имеется в виду прежде всего величина освобождаемой при этом энергии. Звездные вспышки (AD Leo) отличаются от солнечных прежде всего тем, что в первом случае отсутствуют более частые, но и менее сильные в энергетическом отноше-

нии выбросы, как это мы наблюдаем у Солнца. Это заключение, однако, нельзя считать окончательным, поскольку не совсем ясно, в какой мере оно не является следствием наблюдательной селекции.

10. Зависимость интенсивности эмиссионных линий от амплитуды вспышки

Запишем (9.17) в следующем виде:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = K_\lambda \frac{F_2(\tau)}{C_\lambda(\tau)}, \quad (9.40)$$

где

$$K_\lambda = W\gamma_i \frac{3\gamma^4}{4} \frac{e^x - 1}{x^4}, \quad (9.41)$$

причем коэффициент K_λ есть величина безразмерная и не зависит от τ . По сути дела, K_λ зависит от коэффициента дилуции W и температуры звезды T .

При заданной температуре звезды и энергии быстрых электронов эквивалентная ширина зависит, как следует из (9.40), только от эффективной оптической толщи τ слоя электронов, т.е. от амплитуды вспышки в тех или иных лучах, например, от ΔV :

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \sim f(\tau) \sim \psi(\Delta V). \quad (9.42)$$

К сожалению, отношение W_λ/λ не может быть представлено через ΔV в явном виде. Но в неявном виде эту зависимость количественно можно вывести, пользуясь тем, что нам известны формы зависимости функций $F_2(\tau)$ и $C_\lambda(\tau)$ от τ , с одной стороны, и ΔV от τ — с другой. На основе результатов подобного рода расчетов и был построен рис. 9.10, где приведено семейство кривых зависимостей W_λ/λ от τ для случая $T = 2800$ К и $\gamma^2 = 10$. При этом числовые значения функций $F_2(\tau)$, $\Delta V(\tau)$ и $C_\lambda(\tau)$ взяты из таблиц 4.1, 6.3 и 4.2 соответственно.

Рисунок 9.10 следует понимать так: можно найти эквивалентную ширину линий W при заданной величине K_λ , если известна из наблюдений величина

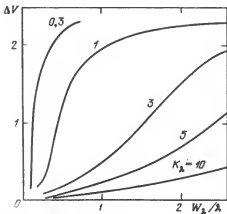


Рис. 9.10. Теоретическая зависимость между эквивалентной шириной эмиссионной линии W_λ и амплитудой вспышки ΔV при $T = 2800$ К и $\gamma^2 = 10$. Числа на кривых дают значения K_λ в произвольных единицах

ΔV или наоборот. Сам коэффициент K_λ может меняться от вспышки к вспышке или же при переходе от одной нестационарной звезды к другой: в обоих случаях речь идет об изменениях коэффициента дилуции W , либо эффективной температуры, либо и того и другого одновременно (что менее вероятно).

Как следует из общего характера рис. 9.10, при больших значениях K_λ существенные изменения эквивалентной ширины могут произойти практически без колебания общего блеска звезды в фотовизуальных лучах. У других звезд с меньшим значением K_λ , наоборот, существенные колебания фотовизуального блеска — более чем на одну звездную величину — могут произойти практически без изменения эквивалентных ширины эмиссионных линий. Как раз в этих двух крайних утверждениях и заключается истинный смысл приведенных на рис. 9.10 кривых и заодно проведенного в настоящем параграфе анализа.

Изложенные рассуждения и, в частности, рис. 9.10 могут иметь непосредственное отношение не только к вспыхивающим, но и к тем нестационарным звездам, у которых возбуждение эмиссионных линий осуществляется аналогичным механизмом. Мы имеем в виду прежде всего звезды типа Т Тельца и сходные с ними объекты. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в гл. 11.

Что касается звезд типа UV Cet, то имеются данные [5], подтверждающие сделанный выше вывод, а именно: наблюдаются заметные колебания в интенсивностях эмиссионных линий при внешне спокойном состоянии звезды (большие значения K_λ на рис. 9.10). Иначе говоря, в этих случаях поведение эмиссионных линий не находится в зависимости от колебания блеска или явления вспышки в непрерывном спектре звезды.

11. Два типа вспыхивающих звезд Аро

В ходе изучения спектрофотометрической природы вспыхивающих звезд в звездных агрегатах и ассоциациях Аро установил существование двух крайних типов вспыхивающих звезд [6].

Тип "а". Во время вспышки происходит усиление непрерывного спектра только в синей и ультрафиолетовой частях спектра звезды; изменения в красной области спектра, от 6100 Å до H_α , практически незаметны. Эмиссионные линии, в особенности H_α , во время вспышки бывают очень сильными.

Тип "б". Во время вспышки происходит усиление не только в синих и ультрафиолетовых лучах, но и в визуальных. Однако эмиссионные линии очень слабы или усиливаются умеренно.

Эти два крайних типа Аро выделил путем фотографирования вспыхивающих звезд через объективную призму с малой дисперсией, позволяющей проследить одновременно за поведением звезды в линии H_α -эмиссии и соседнем красном континууме (до 6100 Å).

Как показывают наблюдения, рост интенсивности в синих и ультрафиолетовых лучах до максимума вспышки в случае "а" происходит исключительно быстро, а спад в целом — относительно быстро. В конце вспышки H_α -эмиссия, как правило, исчезает. Большинство вспыхивающих звезд в Орионе принадлежит этой группе.

В случае "б" рост интенсивности до максимума происходит значительно медленнее ("медленная" вспышка), чем в случае типа "а": он продолжается от 40 до 50 минут. Возвращение звезды от максимума блеска к нормальному состоянию продолжается 5 или 6 часов, а H_{α} -эмиссия бывает видна после этого, хотя и сильно ослабленная, еще в течение одних или двух суток. Очень немного вспыхивающих звезд в Орне принадлежат к этому типу — Т 66, Т 99, Т 149, Т 153, а также Т 8 и Т 177.

Обращает на себя внимание любопытный факт: три из этих "медленных" звезд типа "б" (Т 66, Т 149 и Т 153) одновременно оказались "быстрыми" вспыхивающими типа "а". Отсюда следует, что деление на "а" и "б" не означает существования двух разных физических категорий вспыхивающих звезд, а скорее всего характеризует различные формы вспышки, которые могут реализоваться у одной и той же звезды во время разных вспышек.

Гипотеза быстрых электронов допускает возможность существования двух типов вспыхивающих звезд Аро. Здесь, оказывается, играют определенную роль два фактора, связанные в одном случае с дилуцией нонизирующего излучения, а в другом — со спектральным классом вспыхивающей звезды. Остановимся на них более подробно.

12. Эффект дилуции излучения

Эквивалентная ширина эмиссионной линии зависит также от коэффициента дилуции W , в данном случае от среднего мгновенного расстояния оболочки или облака быстрых электронов от фотосферы звезды. Напишем поэтому (9.17) несколько иначе:

$$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} = W f(\tau), \quad (9.43)$$

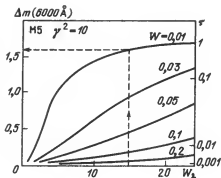
где функция $f(\tau)$ зависит, при заданных γ_i , γ^2 и T , только от τ . При различных τ мы имеем различные амплитуды вспышек. Очевидно, всегда можно найти такие комбинации между W и амплитудой вспышки Δm или между W и τ , при которых эквивалентная ширина будет одна и та же. Это значит, что в принципе заданную эквивалентную ширину можно иметь как при очень малых, так и при очень больших значениях Δm , в зависимости от того, насколько больше или меньше дилуция излучения W или как далеко от поверхности звезды выброшено вещество звездных недр, из которого затем освобождаются быстрые электроны.

В качестве иллюстраций на рис. 9.11 приведены теоретические кривые зависимости амплитуды колебания блеска на $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$ от эквивалентной ширины для ряда значений дилуции излучения W .

Как видим, у одной и той же вспыхивающей звезды могут реализоваться оба типа вспышек Аро. Одну и ту же интенсивность эмиссионной линии мы можем иметь как при почти незаметных колебаниях блеска на $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$ ($\Delta m \sim 0$), так и при значительных его колебаниях ($\Delta m \gtrsim 1$) (штриховые линии на рис. 9.11). Первый случай соответствует большим значениям W , второй — малым.

Таким образом, вспышки типа "а" отличаются от вспышек типа "б" тем, что в первом случае первичная внутризвездная материя выбрасывается на сравнительно небольшое расстояние от поверхности звезды, где и

Рис. 9.11. "Эффект дилуции излучения": одной и той же эквивалентной ширине эмиссионной линии W_λ (в произвольных единицах) соответствуют как большие, так и почти нулевые амплитуды всплеск Δm на $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$



происходит выделение быстрых электронов, а во втором случае этот выброс или выделение происходит гораздо дальше от звезды.

Трудно, конечно, допустить, чтобы из-за различия в "дистанциях" выброса в этих двух случаях существовали какие-либо отличия в составе выброшенной материи. Скорее всего состав и свойства материи в обоих случаях одинаковы. Тогда мы приходим к заключению, что промежутки времени с момента выхода первичной материи наружу до момента, когда из нее освобождаются или генерируются быстрые электроны, должны быть одинаковыми для обоих типов всплеск. Следовательно, единственное, что будет отличать всплески типа "а" и "б", — это величина первоначальной скорости выброса внутризвездного вещества; в случае типа "а" эта скорость меньше, а случае "б" — больше.

Здесь речь не идет пока об абсолютной мощности выброса или извержения. В данном случае это даже несущественно. Более того, неважно, превышает ли скорость выброса параболическую скорость отрыва или нет. Важно лишь следующее: разброс в величинах первоначальных скоростей выброса или выноса внутризвездного вещества в два-три раза может объяснить существование двух типов всплеск Аро. Что касается возможности допущения такого различия в величинах скорости выброса у одной и той же звезды, то кажется, что это требование не противоречит известным из других отраслей астрофизики фактам.

13. Эффект спектрального класса

Теоретическая амплитуда колебания яркости, т.е. величина коэффициента C_λ у $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$, оказывается, весьма однозначно зависит от температуры звезды. Например, при низких температурах имеем $C(6000 \text{ \AA}) > 1$, а при достаточно высоких — $C(6000 \text{ \AA}) < 1$. Следовательно, должна существовать некая температура, при которой $C(6000 \text{ \AA}) = 1$; в этом случае не будет заметного повышения яркости в непрерывном спектре звезды вблизи $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$ при всплесках любой мощности τ . Но интенсивность эмиссионной линии по-прежнему сильно зависит от τ . Поэтому у искомым звезды нужно ожидать появления и исчезновения довольно сильной эмиссионной линии практически без всякого колебания яркости в непре-

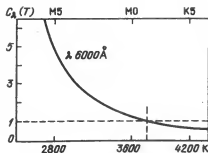


Рис. 9.12. "Эффект спектрального класса": нахождение спектрального класса звезды с нулевой амплитудой вспышки у $\lambda \approx 6000 \text{ Å}$ из условия $C_\lambda(T_*) = 1$

рывном излучении вблизи $\lambda \sim 6000 \text{ Å}$. Это соответствует вспыхивающим звездам типа "а" Аро.

Найти искомую температуру или искомый спектральный класс звезды с нулевой амплитудой колебания яркости нетрудно: для этого достаточно построить кривую зависимости C_λ от T_* при $\lambda = 6000 \text{ Å}$ и зафиксировать температуру, при которой $C_\lambda = 1$. Это сделано на рис. 9.12, построенном по данным табл. 4.2; кривая $C(6000 \text{ Å}, T)$ пересекается горизонтальной линией, соответствующей значению $C(6000 \text{ Å}, T) = 1$ при $T \approx 3750 \text{ K}$, что приблизительно соответствует спектральному классу M0.

Как показывают вычисления, для звезды класса M0 при любой мощности вспышки возможны сколь угодно большие значения для эквивалентной ширины эмиссионной линии, но при этом амплитуда колебания блеска звезды около 6000 Å не будет превышать $0^m,3$.

Таким образом, хотя при определенных условиях вспышки обоих типов, "а" и "б", могут происходить у одной и той же звезды (эффект дилуции излучения), тем не менее не исключена возможность существования вполне однородной группы звезд, у которых возможны вспышки только типа "а". Это — звезды спектрального класса M0 или близкие к нему. Интенсивность эмиссионных линий во время вспышек этого класса звезд может меняться в широких пределах без заметного, однако, колебания их блеска в области около 6000 Å .

Наряду с этим возможна и другая крайность, когда появление и исчезновение эмиссионных линий сопровождается значительными колебаниями яркости в непрерывном излучении звезды у 6000 Å . Это может случиться, когда $C(6000 \text{ Å}) > 1$, что соответствует звездам класса M6. Это одновременно соответствует вспыхивающим звездам типа "б",

14. О природе "медленных" вспышек

Термин "медленные" (slow) в применении к вспышкам возник в связи с наблюдениями вспыхивающих звезд в ассоциациях и агрегатах. Вспышки типа "б" Аро, например, одновременно являются "медленными", когда наращивание вспышки от начала до максимума продолжается довольно долго — от десяти минут до часа. На таких вспышках мы остановимся более подробно в гл. 12.

Другой тип "медленных" вспышек под названием "предвестник" (precursor) был введен Моффеттом [33] в отношении звезд типа UV Cet. Пример световой кривой вспышки "предвестника" показан на рис. 6.4. Основными свойствами таких вспышек можно считать следующие:

а. Крайне малые амплитуды вспышек (доли звездной величины).
б. Почти гауссова форма световой кривой, т.е. практически одинаковый темп подъема и спада, с довольно плоским максимумом блеска звезды во время вспышки.

в. По-видимому, доминирующей является роль эмиссионных линий в составе света вспышки; доля непрерывной эмиссии крайне мала.

На последнее свойство следует обратить особое внимание, ибо оно говорит о том, что медленные вспышки типа "предвестник" сопровождаются усилением эмиссионных линий. В то же время этот факт свидетельствует о том, что как бы ни была мала мощность (амплитуда) медленной вспышки, ионизующий агент — фотоны или высокоэнергетичные частицы — появляются или высвобождаются непосредственно в самой атмосфере (хромосфере) звезды, а не в подфотосферных слоях.

Гипотеза быстрых электронов дает естественное объяснение "медленным" вспышкам типа "предвестник" с указанными выше тремя свойствами. Прежде всего "предвестники" — это в энергетическом отношении слабые вспышки. Но главное, это те вспышки, которые происходят, по всей вероятности, на обратной стороне — в недоступной для наблюдателя полусфере звезды (см. § 10, гл. 4).

Действительно, слабая вспышка, имевшая место на обратной стороне звезды, не будет зафиксирована наблюдателем как таковая; она будет экранирована самой звездой. Но обратная половина хромосферы получит от этой вспышки соответствующую порцию ионизирующего излучения, так или иначе приводящего к общему усилению (возбуждению) эмиссионных линий. Естественно, что воля возмущения, распространяясь по всем направлениям, спустя некоторое время окажется в доступной наблюдателю половине хромосферы. По сути дела, наблюдатель фиксирует процессы, протекающие в *кольцеобразной* части хромосферы, когда по мере появления и прохождения волны возмущения — в данном случае ионизационного фронта — происходит сравнительно медленное повышение яркости хромосферы на краях диска звезды и затем такой же медленный ее спад. Но хромосферное излучение имеет рекомбинационное происхождение, поэтому и преобладающими в свете таких вспышек будут эмиссионные линии. По-видимому, какая-то часть первичного излучения такой вспышки в виде непрерывной эмиссии также может просочиться или диффундировать в короткое время через кольцообразное "окно" хромосферы в сторону наблюдателя. Скорее всего это может происходить вследствие диффузии самих быстрых электронов с обратной стороны звезды в сторону наблюдателя под действием общего магнитного поля звезды.

Здесь была описана только качественная сторона интересующего нас явления. В количественном плане оно сводится к постановке и решению нестационарной задачи, касающейся поведения ионизационного фронта по мере развития вспышки. По сути дела, постановка задачи более общая и ее можно сформулировать так: каковы наблюдательные аспекты слабой вспышки, происходящей на обратной полусфере звезды? Мы подчер-

киваем — именно слабой вспышки, ибо последствия сильной вспышки на обратной стороне звезды ясны: они почти ничем не будут отличаться от последствий вспышек такой же силы, происходящих в наблюдаемой полусфере звезды.

Одним из результатов решения поставленной задачи будет нахождение математической формы световой кривой "медленной" вспышки. Эта кривая существенно отличается от обычных световых кривых вспышек (с весьма острым максимумом) и будет схожа с гауссовой кривой распределения случайных погрешностей.

15. Проблема запрещенных линий

Запрещенные линии, в том числе известные линии N_1 и N_2 [OIII], отсутствуют в спектрах вспышек звезд; исключение составляют линия 4068 [SII], которая появляется сравнительно часто, и очень редко обнаруживаемые слабые линии [FeII]. Чем это объяснить?

Дело в том, что для каждой запрещенной линии существует некоторая критическая концентрация электронов n_e^0 , при которой данная линия может возбуждаться с полной силой. При значениях $n_e > n_e^0$ запрещенная линия будет слабее, а при еще больших значениях она не будет возбуждаться совсем (сказывается при этом преобладающая роль ударов второго рода). Значение n_e^0 для некоторых запрещенных линий приведено в табл. 9.7. (см. [1]).

Таблица 9.7. Максимально допустимые (критические) электронные концентрации n_e^0 при возбуждении запрещенных линий

Линия	$n_e^0, \text{см}^{-3}$	Линия	$n_e^0, \text{см}^{-3}$
N_1, N_2 [OIII]	10^4	4068 [SII]	10^8
6548, 6584 [NII]	$0,7 \cdot 10^4$	4363 [OIII]	10^8
3727 [OII]	10^4		

Критическая концентрация n_e^0 для линии 4068 SII, как показывают расчеты, довольно высокая — порядка 10^8 см^{-3} . Поэтому в тех областях атмосферы звезды, где электронная концентрация во время вспышки достигает $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, линии N_1, N_2 , а тем более 3727 [OII] возбуждаться не могут, в то время как для линии 4068 [SII] эти условия еще приемлемы. По-видимому, нечто аналогичное происходит и с линиями [FeII].

Изложенные соображения позволяют дать некоторую оценку нижнему пределу электронной концентрации во внешних слоях хромосферы во время вспышки: она в подавляющем числе случаев больше $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$. Что касается концентрации в средней и нижней хромосфере, то для определения ее величины мы располагаем методами, довольно эффективными и основанными на использовании разрешенных эмиссионных линий (см. гл. 10).

16. Возможность наблюдения запрещенной линии 4363 [OIII]

По расчетам, критическая электронная концентрация для другой запрещенной линии, 4363 [OIII], должна быть порядка 10^8 см^{-3} — такая же, как и в случае линии 4068 [SII] (см. табл. 9.6). При справедливости сделанных выше выводов об отсутствии одних запрещенных линий и присутствии других мы должны были наблюдать в спектре вспышки наряду с линией 4068 [SII] и линию 4363 [OIII]. Однако линия 4363 [OIII] до сих пор не была обнаружена в спектре вспышек.

Возможной причиной может быть слабость самой линии и трудность ее выделения на общем фоне непрерывного излучения звезды. Заметим, что согласно соотношению [17]

$$\frac{E(4363)}{E(H_\gamma)} \sim \frac{n_e(O^{++})}{n} T_e^{-1/2} \exp(-\chi/kT_e) \quad (9.44)$$

относительная интенсивность линии 4363 [OIII] зависит от поведения отношения $n(O^{++})/n_e$ во время вспышки, где $n(O^{++})$ — концентрация дважды ионизованных ионов кислорода. Между тем это поведение нам неизвестно. Вопрос нуждается в более детальном анализе, и поэтому нельзя исключить вероятность того, что удастся вывести условия, при которых обнаружение линии 4363 [OIII] станет невозможным.

17. Возбуждение эмиссионных линий гелия

Джой и Хьюмсон первыми обнаружили эмиссионные линии гелия в спектрах вспышки вспыхивающих звезд; на спектрограмме, полученной во время упомянутой уже вспышки UV Cet 25 сентября 1948 г., они заметили слабые линии $\lambda\lambda$ 4471 и 4026 нейтрального гелия и линию λ 4686 ионизованного гелия [14].

Более подробные описания поведения линий гелия в спектрах вспышек AD Leo и UV Cet появились значительно позже [4]. Обычно в спокойном, вне вспышки, состоянии линии гелия в спектре AD Leo отсутствуют. Но во время одной из мощных и продолжительных вспышек этой звезды (18.V.1965) удалось получить семь спектрограмм, на которых была видна линия λ 4471 HeI, несмотря на то, что она попадает в область спектра со сложной абсорбционной структурой и измеряется очень неуверенно. Ее эквивалентная ширина оказалась равной $W(4471) = 4,5 \text{ \AA}$. На этой же спектрограмме была видна линия λ 4026 HeI. Обе линии достигают предельной интенсивности сразу же после максимума вспышки в общем свете. В дальнейшем линия λ 4471 HeI как будто ослабляется, а линия 4026 HeI исчезает довольно быстро. Что касается линии λ 4686 HeII, то она на упомянутых спектрограммах не была видна.

В случае UV Cet, опять во время одной из самых мощных вспышек этой звезды (24.IX.65), уверенно наблюдалась линия 4686 HeII с эквивалентной шириной от 3 до 7 \AA . Была обнаружена также линия λ 4471 HeI с эквивалентной шириной 6–12 \AA .

Эмиссионные линии нейтрального гелия были обнаружены также во время упомянутых выше двух вспышек (I и II) UV Cet (14.X.1972) [3]. При этом был установлен один важный с точки зрения теории вспышек

факт: в обоих случаях эмиссионные линии гелия появляются позже линий водорода и кальция и исчезают значительно раньше упомянутых линий. Это может служить указанием на возможность существования корреляции между продолжительностью присутствия линии в спектре и потенциалом ионизации атома, порождающего данную линию. Обращает на себя внимание также поведение линии 4921 HeI во время вспышки I: ее появление было зафиксировано во время одной и той же вспышки дважды, в виде двух почти мгновенных "всплесков" на спектре. Иначе говоря, появление и исчезновение этой линии носило отрывистый характер.

Во время вспышки II, помимо обычных эмиссионных линий водорода и ионизованного кальция, были обнаружены линии 4026, 4471 и 5876 HeI, но отсутствовали линии ионизованного гелия. Были заметны — впервые в спектрах звездных вспышек — также линии MgI (ранее обнаруженные в спектрах солнечных вспышек).

Следует подчеркнуть, что линии гелия появляются не всегда, и, по-видимому, их возбуждение коррелирует с абсолютной энергетической мощностью вспышки. Во время одной вспышки, например, YZ CMi удалось получить хорошую спектрограмму синей области спектра, на которой отчетливо были видны эмиссионные линии водорода и ионизованного кальция, но линии нейтрального и ионизованного гелия отсутствовали.

Наблюдения подтверждают факт появления линий гелия, в особенности ионизованного, только при мощных вспышках; при слабых вспышках, по крайней мере, линии HeII отсутствуют. Так, во время упомянутой вспышки AD Leo (18.V.65, $\Delta B = 1^m,8$) линия 4686 HeII не была видна совсем. Но во время другой, значительно более мощной вспышки UV Cet (24.IX.1965, $\Delta V = 1^m,9$), когда амплитуда вспышки в лучах B была вдвое больше, $\Delta B = 3^m,8$, линия 4686 HeII была видна вполне отчетливо. Судя по тому, что линия 4686 HeII отсутствовала даже во время вспышки II UV Cet (14.X.72), при которой было $\Delta U = 5^m,2$, а, значит, $\Delta B \approx 2^m,5$ (см. рис. 8.2), условия возбуждения линии 4686 HeII должны быть довольно жесткие. По-видимому, вспышку звезды с $\Delta B \gtrsim 3^m$ можно принять в качестве условия появления линии 4686 HeII в ее спектре.

Далее, создается впечатление, что эмиссионные линии гелия более чувствительны к физическим условиям, в которых они возбуждаются, чем линии водорода. Если так, то линии гелия можно будет использовать в качестве чувствительных индикаторов для расшифровки процессов, протекающих во внешних областях звезды в момент вспышки.

Покажем, что, оставаясь в рамках гипотезы быстрых электронов и сохраняя уже принятые выше энергетические характеристики самих электронов, можно дать естественное объяснение появлению эмиссионных линий нейтрального и ионизованного гелия во время вспышек звезд.

Прежде всего эмиссионные линии нейтрального и ионизованного гелия рождаются там же, где и линии водорода, т.е. в хромосфере. Далее, ионизирующее излучение, необходимое для перевода атомов гелия в исходное состояние (He^+ и He^{++}), берется за счет нетеплового бремсстралунга быстрых электронов и падает на хромосферу извне, со стороны облака или оболочки из быстрых электронов. Общее выражение для на-

хождения мощности ионизирующего излучения в этом случае дается формулой (9.11). В частности, подставив в нее $f_c(\text{He}^{++}) = 0,08$ (см. с. 186), будем иметь для мощности дважды ионизирующего гелий излучения

$$E_{br}(\tau) = 1,30 \cdot 10^{25} r_* \tau^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.45)$$

Часть этой энергии — обозначим ее через γ (4686) — превращается, в результате процессов флуоресценции, в эмиссионную линию 4686 HeII. Можно написать поэтому для мощности этой линии, с учетом дилуции излучения W ,

$$E(4686) = \gamma(4686) E_{br}(\tau) W \frac{n(\text{He})}{n(\text{H})}, \quad (9.46)$$

где последний множитель учитывает тот факт, что в процессах поглощения в области частот ионизации гелия атомы водорода тоже принимают участие.

Величина коэффициента трансформации $\gamma(4686)$ нам неизвестна. Однако, учитывая, что линия 4686 HeII соответствует первой линии водорода сери Пашена ($\lambda 18751 P_\alpha$), для которой γ_i порядка 0,01 или даже меньше (в условиях чистой флуоресценции), мы можем получить из (9.46), приняв также $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0,1$:

$$E(4686) = 1,30 \cdot 10^{22} r_* W \tau^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.47)$$

Это полная энергия, излучаемая всей звездой в линии 4686 HeII во время вспышки мощностью τ . Для нахождения эквивалентной ширины в этой линии необходимо знать также уровень непрерывного спектра $E_*(\tau)$ звезды в момент вспышки на этой же длине волны. Этот уровень, однако, определяется обычным образом, т.е. с учетом комптоновской составляющей излучения вспышки. Поэтому имеем

$$E_*(\tau) = 4\pi r_*^2 C_\lambda(\tau) B_\lambda(T_*), \quad (9.48)$$

где $\lambda = 4686 \text{ \AA}$. Из (9.47) и (9.48) найдем для эквивалентной ширины линии 4686 HeII

$$W(4686) = 0,37 \cdot 10^{10} \frac{W}{r_*} \frac{\tau^2}{C_\lambda(\tau)} \text{ см}, \quad (9.49)$$

где $C_\lambda(\tau)$ задается формулой (4.32) либо (4.46) (табл. 4.2 и 4.4).

Применим эту формулу для UV Ceti ($r_* = 0,56 \cdot 10^{10} \text{ см}$, $T = 2700 \text{ К}$). Имеем

$$W(4686) = 7 \cdot 10^8 \frac{\tau^2}{C_\lambda(\tau)} W \text{ \AA}. \quad (9.50)$$

В табл. 9.8 приведены найденные с помощью этой формулы величины $W(4686)$ для ряда значений τ и двух значений W (0,1 и 0,01). Из этих данных можно сделать следующие выводы:

а) При слабых вспышках ($\tau < 0,001$) эквивалентная ширина линии 4686 HeII меньше 1 \AA и поэтому сама линия практически не может быть обнаружена в спектрах вспышек. С другой стороны, подавляющее число вспышек UV Ceti соответствует случаю $\tau \ll 0,002$. Поэтому присутствие

линии 4686 HeII в спектре вспышки должно рассматриваться как редкое явление; оно может произойти только при мощных вспышках, когда $\tau > 0,001$. Этот вывод хорошо согласуется с тем, что было известно нам о поведении этой линии в спектрах вспышек разных мощностей.

б) Для данной звезды величина эквивалентной ширины линии 4686 HeII зависит, как следует из формулы (9.50), только от W — коэффициента дилуции, поскольку мощность вспышки τ может быть найдена в каждом отдельном случае совершенно независимым способом — по фиксированной величине амплитуды вспышек в тех или иных лучах. Это обстоятельство дает нам интересную возможность нахождения численной величины W , а по сути дела расстояния, до которого в среднем простираются быстрые электроны во время данной вспышки. Так, во время упомянутой выше вспышки UV Cet (24.IX.65) мы имели $\Delta U = 5^m 2$, чему соответствует $\tau \approx 0,006$ и $W(4686) = 3 \div 7 \text{ \AA}$. С этими данными найдем из табл. 9.7: $W \approx 0,01$, т.е. облако или оболочка из быстрых электронов в данном случае простиралась до расстояния, в пять раз превышающего радиус звезды — величина, впрочем, вполне разумная, если иметь в виду мощность вспышки.

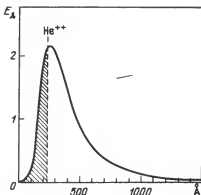
Все изложенное, касающееся возбуждения эмиссионных линий дважды ионизованного гелия, относится к одному частному случаю, а именно, когда в законе преобразования частоты фотона при обратном комптон-эффекте $n = 1$ (формула (4.12), гл. 4). Но мы не должны забывать, однако, об особо благоприятных для возбуждения эмиссионных линий HeII условиях вспышки, а именно, когда в указании законе $n \sim 3 \div 4$; это может иметь место, когда облако из быстрых электронов появляется спереди звезды. В этом случае максимум спектра комптоновского излучения, направленного извне к хромосфере, сместится до $\sim 250 \text{ \AA}$ (для звезды с $T \sim 3000 \text{ K}$), т.е. до области возрастания ионизации гелия в два раза ($\lambda \leq 234 \text{ \AA}$), тем самым создавая особо благоприятные условия для возбуждения линий HeII, HeI; вид этого спектра для случая $n = 4$ показан на рис. 9.13.

Так обстоит дело с возбуждением линии 4686 HeII и вообще любой из линий ионизованного гелия у вспыхивающих звезд. Совершенно так же объясняется происхождение линий нейтрального гелия — и в этом случае энергия ионизации берется за счет нетеплового бремсстралауига. В частности, аналогичное с (9.49) выражение для эквивалентной ширины можно вывести для любой из эмиссионных линий нейтрального гелия;

Т а б л и ц а 9.8. Эквивалентная ширина эмиссионной линии 4686 HeII в спектрах вспыхивающих звезд (теоретически ожидаемые величины)

τ	$W(4686 \text{ HeII}), \text{ \AA}$		τ	$W(4686 \text{ HeII}), \text{ \AA}$	
	$W = 0,1$	$W = 0,01$		$W = 0,1$	$W = 0,01$
0,0001	0,006	0,01	0,005	70	7
0,001	1,2	0,1	0,01	170	17
0,002	5	0,5			

Рис. 9.13. Спектр комптоновского излучения в области ионизирующих гелий частот в случае $n = 4$ в законе преобразования частоты $\nu/\nu_0 = n\gamma^2$ ($T = 2800$ К, $\gamma^2 = 10$)



только в этом случае интегрирование в исходном выражении (9.10) следует осуществить с частоты ионизации гелия.

Говоря о возбуждении эмиссионных линий нейтрального и ионизованного гелия, следует иметь в виду одно важное обстоятельство: в обоих случаях интенсивность линии пропорциональна τ^2 . Между тем интенсивность водородных линий пропорциональна первой степени τ . Это значит, что падение силы гелиевых линий после максимума вспышки должно происходить быстрее, чем ослабление водородных линий. По той же причине гелиевые линии в спектре вспышки должны появляться после водородных линий. В результате общая продолжительность существования гелиевых линий в спектре вспышки становится заметно меньше продолжительности существования водородных линий. Так находит свое объяснение один из важных фактов наблюдений, касающийся поведения гелиевых линий в спектрах вспышек звезд.

Мы так подробно остановились на проблеме возбуждения эмиссионных линий гелия не случайно: она представлялась нам одной из принципиальных в более общей и многогранной проблеме вспышек звезд. Проблема гелиевых линий всегда могла бы превратиться в серьезное испытание для любой теории звездных вспышек. Гипотеза быстрых электронов справилась с этой проблемой без привлечения дополнительных допущений или предположений.

18. Лайман-альфа эмиссия у вспыхивающих звезд

Эмиссионная линия лайман-альфа водорода (L_α) должна быть постоянным спутником каждой вспышки звезды. В отличие от линий гелия, которые возбуждаются только при мощных вспышках, L_α -линия водорода может появиться даже при очень слабых вспышках.

Гипотеза быстрых электронов позволяет описать основные свойства L_α -эмиссии у вспыхивающих звезд. Мы имеем в виду возможность предвычисления ожидаемой мощности L_α -эмиссии, нахождения эквивалентной ширины и определения формы и размеров профиля самой линии. Все эти три параметра поддаются нахождению непосредственными наблюдениями (средствами внеатмосферной астрономии, конечно). Поэтому остановимся на них несколько подробно.

Мощность L_α -излучения. Согласно теории свечения газовых туманностей, в любой среде, если только она является полностью непрозрачной в линии лайман-альфа, около 75% всей L_α -энергии в результате процессов флуоресценции превращается в излучение в линии L_α .

Хромосферы вспыхивающих звезд являются полностью непрозрачными в линии L_{α} ; это следует из того, что падающее извне на хромосферу ионизирующее водород L_c -излучение проникает в нее практически до глубины $\tau_c \sim 1$, тогда как t_{α} — оптическая толща в линии L_{α} — порядка 10^4 . Благодаря этому существенно упрощается задача нахождения мощности L_{α} -эмиссии во время вспышки звезды.

Обозначим через $E_{\alpha}(\tau)$ полную энергию, излучаемую звездой в линии лайман-альфа за t с. Будем иметь по определению

$$E_{\alpha}(\tau) = 0,75 E_c(\tau) W \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (9.51)$$

где $E_c(\tau)$ — полная энергия, излучаемая звездой в частотах ионизации водорода; она складывается из двух компонентов — комптоновского и тормозного, т.е.

$$E_c(\tau) = E_{co}(\tau) + E_{br}(\tau), \quad (9.52)$$

где $E_{co}(\tau)$ и $E_{br}(\tau)$ задаются уравнениями (9.7) и (9.12) (см. табл. 9.1).

Для потока L_{α} -эмиссии на Земле имеем

$$N_{\alpha}(\tau) = \frac{E_{\alpha}(\tau)}{4\pi r_*^2 h\nu_{\alpha}} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (9.53)$$

В табл. 9.9 приведены расчетные ожидаемые величины $E_{\alpha}(\tau)$ и $N_{\alpha}(\tau)$ для UV Ceti ($r_* = 2,7$ пс) в зависимости от мощности вспышки τ . Абсолютные величины L_{α} -потока на Земле, как видим невелики — меньше 1 фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, но они будут больше, скажем, потока излучения в эмиссионной линии H_{α} раз в 15. Поэтому регистрировать L_{α} -линию фотографическим методом будет, по-видимому, не так трудно. Заметим, кстати, что мощность L_c -эмиссии во время сильных вспышек ($\tau \approx 0,01$) сравнима с излучательной способностью UV Ceti в U -лучах в ее спокойном состоянии ($E_U = 2,3 \cdot 10^{27}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$).

Проведенные выше вычисления носят оценочный характер; по некоторым причинам приведенные в табл. 9.9 потоки L_{α} -излучения кажутся даже заниженными. Во всяком случае ожидаемые L_{α} -потоки от другой вспыхивающей звезды — AD Leo — превышают найденные для UV Ceti величины в несколько раз.

Эквивалентная ширина L_{α} -линии. Хотя мощность L_{α} -эмиссии в обоих случаях — обратного комптон-эффекта и нетеплового тормозного —

Т а б л и ц а 9.9. Ожидаемая мощность L_{α} -эмиссии $E_{\alpha}(\tau)$ и дошедший до Земли поток $N_{\alpha}(\tau)$ L_{α} -излучения от UV Ceti во время вспышек различной силы (τ)

τ	$E_{\alpha}(\tau), \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$		$N_{\alpha}(\tau), \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	$W = 0,1$	$W = 0,01$	$W = 0,1$	$W = 0,01$
0,0001	$4,0 \cdot 10^{25}$	$4,0 \cdot 10^{24}$	0,003	0,0003
0,001	$4,5 \cdot 10^{26}$	$4,5 \cdot 10^{25}$	0,03	0,003
0,01	$1,0 \cdot 10^{28}$	$1,0 \cdot 10^{27}$	1,0	0,1

Т а б л и ц а 9.10. Ожидаемые величины эквивалентной ширины L_α -линии $W(L_\alpha)$ при сильных и слабых вспышках звезды

W	$W(L_\alpha), \text{ \AA}$	
	Сильная вспышка ($\tau > 0,001$)	Слабая вспышка ($\tau < 0,001$)
1	5400	420
0,1	540	42
0,01	54	4

почти одинаковая, сами уровни непрерывного спектра в обоих случаях на $\lambda \approx 1200 \text{ \AA}$ существенно разные. Поэтому совершенно разными могут оказаться эквивалентные ширины этой линии, $W(L_\alpha)$, в случае слабых вспышек (обратный комптон-эффект) и сильных вспышек (бремсстралунг).

В случае слабых вспышек имеем для $W(L_\alpha)$ из (9.17)

$$\frac{W(L_\alpha)}{\lambda_\alpha} = W\gamma_\alpha \frac{3\gamma^4}{4} \frac{e^{x_\alpha} - 1}{x_\alpha^4} \frac{\tau}{C_\alpha(\tau)}, \quad (9.54)$$

где $x_\alpha = h\nu_\alpha/kT_*$. Подставляя сюда значение функции $C_\alpha(\tau)$ для коротких волн из (4.31), найдем

$$\frac{W(L_\alpha)}{\lambda_\alpha} = 2,0 W\gamma_\alpha \gamma^8 \frac{e^{x_\alpha/\gamma^2} - 1}{x_\alpha^4}, \quad (9.55)$$

т.е. при слабых вспышках эквивалентная ширина L_α -линии не зависит от τ . Подставив $\gamma_\alpha = 0,75$, $\gamma^2 = 10$ и $T_* = 2800 \text{ K}$, найдем отсюда $W(L_\alpha) \approx 420 \text{ \AA}$.

В случае же сильных вспышек имеем из (9.18)

$$\frac{W(L_\alpha)}{\lambda_\alpha} = W\gamma_\alpha \frac{f_c(H^+)}{[\omega f(\omega, \gamma)]}. \quad (9.56)$$

Как видим, и в этом случае $W(L_\alpha)$ не зависит от τ . Подставив $f_c(H^+) = 7 \cdot 10^{-4}$ из (9.10а) и $[\omega f(\omega, \gamma)] = 1,19 \cdot 10^{-4}$, для линии L_α найдем $W(L_\alpha) = 5,4 \cdot 10^3 \text{ \AA}$.

Таким образом, в обоих случаях — при слабых ($\tau < 0,001$) и сильных ($\tau > 0,001$) вспышках — эквивалентная ширина линии L_α зависит только от одного параметра — коэффициента дилуции W . В табл. 9.10 приведены ожидаемые при этом величины $W(L_\alpha)$ в зависимости от W .

Наблюдения и измерения L_α -линии во время вспышек звезд будут интересны помимо всего прочего и потому, что они дают возможность найти величину W — размеры зоны распространения ансамбля быстрых электронов вокруг звезды в каждом отдельном случае.

Как следует из данных табл. 9.10, ожидаемые эквивалентные ширины линии лайман-альфа водорода у вспыхивающих звезд действительно велики и могут быть легко зафиксированы даже при слабых вспышках.

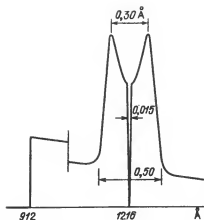


Рис. 9.14. Ожидаемый профиль линии лайман-альфа у вспыхивающих звезд. Профиль рассчитан приблизительно при значениях оптической толщи хромосферы в линии $\sim 10^4$, электронной температуры $\sim 20\,000$ К и температуры межзвездного водорода ~ 100 К

Профиль L_α -линии. В нашем представлении профиль L_α -линии вспыхивающей звезды должен выглядеть примерно так, как это изображено на рис. 9.14. Этот доплеровский профиль построен на основе существующих представлений о переносе излучения в линиях через среду большой оптической толщи ($\sim 10^4$) путем

многократных актов рассеяния [16]. Размеры отдельных частей профиля найдены весьма приблизительно и соответствуют электронной температуре хромосферы $\sim 20\,000$ К. Центральная узкая клинообразная линия поглощения обусловлена поглощением в межзвездной среде при температуре ~ 100 К, концентрации водородных атомов $\sim 0,1\text{ см}^{-3}$ и расстоянии звезды ~ 3 пс. Сама эмиссионная линия накладывается на непрерывный спектр вспышки, уровень которого зависит от мощности вспышки и повышается в сторону коротких волн, до 912 Å , где резко обрывается.

Ожидаемый профиль L_α -линии у вспыхивающих звезд в общем похож на профиль лайман-альфа линии Солнца, только в последнем случае этот профиль шире — около 1 Å у основания.

В проведенном анализе, касающемся мощности, эквивалентной ширины и профиля L_α -линии у вспыхивающих звезд не было учтено влияние L_α -фона, обусловленного главным образом рассеянием фотонов Солнца на водородной геокоороне.

19. Внеатмосферные наблюдения вспыхивающих звезд

Первая вспыхивающая звезда, в отношении которой удалось провести наблюдения (в 1978 г.) во внеатмосферных условиях, была EQ Peg — запись ее коротковолнового спектра в области длин волн $1150 - 2000\text{ Å}$, полученная с помощью низкодисперсионного ($6\text{ Å} \cdot \text{мм}^{-1}$) спектрометра орбитальной обсерватории "IUE", показана на рис. 9.15. Относится этот спектр, по всей вероятности, к спокойному, вне вспышки (?), состоянию звезды [24]. На нем как будто отсутствует непрерывный спектр (фон), но виден весьма четко ряд эмиссионных линий, отождествление которых, по-видимому, не вызывает сомнения. Самой сильной из них, не считая зашкалений геокоорональной линии лайман-альфа водорода, является резонансный дублет $1548 - 1551\text{ CIV}$, затем идет дублет $1335 - 1336\text{ CII}$, необычайно сильная для ионизованного гелия линия 1640 HeII , а также 1656 CI . Среди слабых линий можно отметить 1240 NV , $1394 - 1403\text{ SiIV}$ и $1808 - 1817\text{ SiII}$.

EQ Peg является визуально-двойной системой со спектральными классами компонентов dM3,5e + dM4,5e (по имеющимся данным [26] оба компонента являются вспыхивающими), поэтому приведенный на рис. 19.5 спектр не имеет никакого отношения к фотосфере и его следует целиком отнести к нижней короне (условно), переходной зоне и хромосфере этой системы. Об этом можно судить по величине температуры возбуждения перечисленных эмиссионных линий. В целом картина выглядит следующим образом:

Линия	Температура возбуждения, К	Область
1808 SiII	6300	Хромосфера
1656 Cl	9000	Хромосфера
1302 OI	20000	Переходная зона
1640 HeII	20000	Переходная зона
1394 SiIV	83000	Переходная зона
1848 CIV	130000	Нижняя корона
1239 NV	200000	Нижняя корона

Все упомянутые эмиссионные линии присутствуют и в коротковолновом спектре Солнца. Поэтому сходство, во всяком случае качественное, между верхней атмосферой EQ Peg и Солнца, представляется несомненным. Однако картина становится иной, если перейти к количественным критериям. По известному расстоянию и радиусу EQ Peg, а также по измеренным потокам излучения была найдена поверхностная яркость EQ Peg в каждой из этих эмиссионных линий. Оказывается, во всех этих линиях

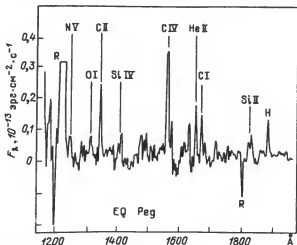


Рис. 9.15. Далекий ультрафиолетовый спектр вспыхивающей звезды EQ Peg (dM6e), зарегистрированный с помощью "IUE" в декабре 1978 г. в спокойном, вне вспышки, состоянии звезды

поверхностная яркость EQ Peg значительно выше, чем у Солнца, причем значительно — в 3–4 раза в линиях C I, O I, в 10 раз в линиях C II, Si IV и почти в 20 раз в линиях He II, C IV и NV.

Вскоре (в 1980 г.) проявляется первое сообщение Хейша и Линского [34] о результатах коротковолновых ("IUE") и рентгеновских ("Эйнштейн") наблюдений известной вспыхивающей звезды Proxima Centauri (α Cen C). И в этом случае самой сильной оказалась линия C IV, затем C II и т.д. Рентгеновская же светимость этой звезды в области 0,2–4,0 кэВ оказалась на порядок больше солнечной. Позднее появились [35] результаты координированных синхронных наблюдений ("IUE" и "Эйнштейн") одной вспышки этой звезды; они будут проанализированы в гл. 10 и 15.

В 1981 г. появляются [36] результаты "IUE" наблюдений в том же диапазоне волн (1150–2000 Å) для вспыхивающих звезд AU Mic и Gl 867 A. Последовательность линий по интенсивности была почти та же самая — 1550 C IV, затем 1640 He II, 1335 C II и т.д. Но поверхностные потоки относительно Солнца оказались еще выше — в 25–60 раз в линиях C IV, в 50–100 раз в линии 1640 He II, на порядок в хромосферных линиях O I, C I, Si II и т.д. Самым примечательным в этих наблюдениях было то, что одна из этих звезд, Gl 867 A, случайно была обнаружена в момент вспышки — этот спектр будет проанализирован в гл. 10.

До 1983 г. данные о коротковолновых наблюдениях имелись также для следующих вспыхивающих звезд: UV Cet, YZ CMi, AT Mic, EQ Vir [37], BD + 43° 44 [38]. В табл. 9.11 приведены величины поверхностных потоков важнейших эмиссионных линий в ультрафиолете, а также H + K Ca II (по наземным наблюдениям) для ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet и, для сравнения, спокойного Солнца. Основные выводы этих наблюдений сводятся к следующему: самой сильной эмиссионной структурой в ультрафиолете вспыхивающих звезд является дублет 2800 Mg II — на нем мы

Т а б л и ц а 9.11. Поверхностные потоки (в единицах 10^4 эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$) в важнейших эмиссионных линиях в ультрафиолете и в линиях H + K Ca II у ряда вспыхивающих звезд типа UV Cet и спокойного Солнца

Эмиссионная линия, Å	Спокойное Солнце (G2V)	EQ Vir (dK5e)	AU Mic (M1,6eV)	EQ Peg (M3,7eV)
1240 NV	0,064	8,1	3,5	1,5?
1550 C IV	0,66	14,0	13,0	7,5
1400 Si IV	0,36	~11	~5	1,9
1640 He II	0,12	12	6,3	1,8
1335 C II	0,67	12	4,8	4,3
1810 Si II	2,4	~7,5	5,2	2,0
2800 Mg II	130	200	89	—
2610 Fe II	—	240	67	—
1304 O I	0,56	< 3	4,1	1,5
1657 C I	0,84	4,8	5,2	1,6
H+K Ca II	50	190	150	—

Таблица 9.11 (окончание)

Эмиссионная линия, Å	AT Mic (M4,4eV)	YZ CMi (M4,3eV)	Prox. Cen (M5,5eV)	UV Cet (M5,6eV)
1240 NV	2,0	8,6	0,9	1,4
1550 CIV	17,0	18,0	1,9	5,9
1400 SiIV	3,5	~2,4	—	1,8
1640 HeII	4,6	3,6	0,6	1,0
1335 CII	6,6	7,3	1,0	1,7
1810 SiII	5,5	5,0	0,6	1,1
2800 MgII	35	86	10	14,0
2610 FeII	35	48	—	7,3
1304 OI	4,1	1,1	0,6	1,3
1657 CI	3,8	9,2	—	1,8
H+K CaII	—	55	—	6,7

остановимся более подробно в следующем разделе. Вслед за ним идет самая яркая линия переходной зоны — дублет 1550 CIV; параметр $R_{CIV} = F(CIV)/\sigma T_*^4$ у вспыхающих звезд оказался в 100 раз больше, чем у Солнца. Следовательно, переходные зоны у вспыхающих звезд во столько же раз мощнее переходной зоны Солнца. Обращает на себя внимание также присутствие группы резонансных линий ионизованного железа со средней длиной волны 2610 FeII с очень большой интенсивностью в спектрах одних вспыхающих звезд и их почти полное отсутствие в спектрах других звезд, в том числе Солнца.

Эффективные температуры вспыхающих звезд крайне низки (~2600 K) и вместе с тем активность каждой из составляющих их атмосферы — короны, переходной зоны и хромосферы — гораздо выше, чем у Солнца. Отсюда следует, что свойства и даже само существование каждой из этих областей атмосферы не зависят от эффективной температуры самой звезды. Мы опять приходим к выводу о существовании факторов нетепловой природы, общих для звезд всех типов, приводящих к возникновению трехкомпонентной структуры их атмосфер — хромосферы, переходной зоны и короны.

20. Эмиссионная линия 2800 MgII в спектрах вспыхающих звезд

Гипотеза быстрых электронов предсказывает присутствие в эмиссии известного ультрафиолетового дублета ионизованного магния 2800 MgII ($\lambda\lambda$ 2796 + 2803 Å) в спектрах вспыхающих звезд — подробно этот вопрос был рассмотрен в [39]. Более того, есть основание ожидать, что этот дублет явится самой сильной спектральной структурой не только в ультрафиолете спектров вспыхающих звезд, но и во всем интервале длин волн — от 1000 Å до 10000 Å.

Дублет 2800 MgII у вспыхивающих звезд возбуждается в их хромосферах — как у обычных звезд. Как и у обычных звезд, в условиях хромосфер вспыхивающих звезд основным механизмом возбуждения дублета 2800 MgII в эмиссии является не флуоресценция, а электроинные удары второго рода. Незначительность роли флуоресценции в данном случае следует из того факта, что область ионизирующего излучения дважды ионизованного магния ($\chi^{++} = 15,04$ эВ) перекрывается целиком областью частот ионизации водорода (L_c -излучение) — самого обильного элемента. В то же время при возбуждении линий MgII электроинными ударами исходным (основным) является состояние однажды ионизованного магния, частота ионизации которого ($\chi^+ = 7,65$ эВ) находится существенно далеко от L_c -области. Высокая же эффективность электроинных ударов обусловлена не только тем, что сам дублет 2800 MgII резонансный, но главным образом тем, что потенциал этого резонансного уровня очень мал — 4,4 эВ. Наконец — и это главное — возбуждается "магниева" хромосфера вспыхивающей звезды; вначале импульсивно, под влиянием падающего извне ионизирующего излучения комптоновского происхождения, затем, после замирания оптической вспышки, — под влиянием электроинных ударов первоначальной электроинной температуры порядка 100000 К. Электроинные удары контролируют также степень ионизации водорода. Как показывают вычисления (подробности см. в [40]), вначале, когда T_e очень высока, водородные линии достигают наибольшей силы, а дублет 2800 MgII будет на пределе обнаружения; в результате отношение $E(\text{MgII})/E(\text{H}_\beta)$ будет крайне мало. Однако по мере охлаждения хромосферы происходит обратное — усиливаются линии MgII и ослабляются линии водорода — отношение $E(\text{MgII})/E(\text{H}_\beta)$ начинает расти.

Таким образом, поведение дублета 2800 MgII представляется в высшей степени непостоянным как во время вспышки, так и в промежутках между вспышками — в такой постановке проблема будет рассмотрена в следующей главе. А здесь ограничимся рассмотрением задачи нахождения отношения интенсивностей дублета 2800 MgII к эмиссионной линии H_β в зависимости, в частности, от электроинной температуры среды T_e , где возбуждаются обе эти линии. При этом мы исходим из следующих двух допущений.

а) Как дублет 2800 MgII, так и водородная линия H_β возбуждаются в одной и той же среде — в верхней хромосфере (в действительности водородные линии возбуждаются несколько выше — на плато между верхней хромосферой и переходной зоной).

б) Оптическая толща атмосферы звезды в обеих линиях (MgII и H_β) очень велика, но и одного порядка в обоих случаях. Благодаря этому в первом приближении наблюдаемое отношение интенсивностей $J(\text{MgII})/J(\text{H}_\beta)$ можно будет заменить отношением объемных коэффициентов излучения $E(\text{MgII})/E(\text{H}_\beta)$ в этих же линиях. Сами линии возбуждаются следующим образом. Линии 2800 MgII — переходы однажды ионизованных атомов магния с основного уровня 1 на резонансный 2 неупругими электроинными ударами и спонтанными переходами $2 \rightarrow 1$ излучением; ионизация магния также осуществляется электроинными ударами. Водородные линии — флуоресценцией, т.е. рекомбинацией свободных электронов с протонами и каскадными переходами сверху вниз, но сама иони-

зация водорода из основного состояния осуществляется электронными столкновениями. Объемный коэффициент излучения пропорционален n_e в первом случае и n_e^2 — во втором.

С учетом сделанных допущений можно написать для отношения объемных коэффициентов излучения (интенсивностей) в линиях MgII и H β

$$\frac{E(\text{MgII})}{E(\text{H}\beta)} = \frac{n(\text{Mg}^+) b_{12}^0 h\nu_{12}}{n(\text{H}^+) \mathcal{E}_\beta^0}, \quad (9.57)$$

причем принято $n_e = n(\text{H}^+)$. Здесь $n(\text{Mg}^+)$ и $n(\text{H}^+)$ — концентрации ионов Mg $^+$ и H $^+$ соответственно, \mathcal{E}_β^0 — объемный коэффициент излучения водорода в линии H β при $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ и дается формулой (9.32) с подстановкой соответствующих постоянных для линии H β ; коэффициент вероятности переходов 1 \rightarrow 2 электронными ударами b_{12}^0 относится к ионам магния.

Имея в виду, что

$$\frac{n(\text{Mg}^+)}{n(\text{H}^+)} = \frac{n(\text{Mg}^+)}{n(\text{Mg})} \frac{n(\text{H})}{n(\text{H}^+)} \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{H})} = \frac{X_{\text{Mg}}^+}{X_{\text{H}}^+} \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{H})} = \varphi(T_e) \frac{n(\text{Mg})}{n(\text{H})},$$

можно записать (9.57) в следующем виде:

$$\frac{E(\text{MgII})}{\mathcal{E}(\text{H}\beta)} = 1,24 \cdot 10^{-16} \varphi(T_e) \frac{b_{12}^0}{\mathcal{E}_\beta^0}, \quad (9.58)$$

где принято $n(\text{Mg})/n(\text{H}) = 3 \cdot 10^{-5}$ для универсального содержания магния, а $\varphi(T_e)$ имеет вид

$$\varphi(T_e) = X_{\text{Mg}}^+ / X_{\text{H}}^+, \quad (9.59)$$

где X^+ — доля ионов магния (водорода) по отношению к полной концентрации атомов магния (водорода). Явный вид функции $\varphi(T_e)$ приведен в [39, 40]. Числовые значения функций $\varphi(T_e)$, b_{12}^0 и \mathcal{E}_β^0 приведены в табл. 9.12.

Найденные с помощью (9.58) числовые значения $E(\text{MgII})/E(\text{H}\beta)$ приведены в табл. 9.13 (второй столбец). Электронная температура в хромосфере достигает своей максимальной величины ($\sim 100000 \text{ K}$) в момент вспышки. По мере охлаждения хромосферы, т.е. по мере продвижения сверху вниз в табл. 9.13, относительная интенсивность дублета 2800 MgII, как видим, увеличивается довольно быстро.

Т а б л и ц а 9.12. Числовые значения функций b_{12}^0 , \mathcal{E}_β^0 и $\varphi(T_e)$ (см. формулу (9.58))

$T_e, \text{ K}$	b_{12}^0	\mathcal{E}_β^0	X_{Mg}^+	X_{H}^+	$\varphi(T_e)$
10000	$0,44 \cdot 10^{-8}$	$0,448 \cdot 10^{-24}$	0,988	0,0018	549
15000	1,96	0,298	0,853	0,36	2,37
20000	3,96	0,235	0,171	0,92	0,185
25000	5,92	0,188	0,026	0,98	0,0264
30000	7,92	0,157	0,0064	1	0,0064
40000	10,0	0,120	0,0010	1	0,0010

Таблица 9.13. Расчетные значения отношения интенсивностей $E(\text{MgII})/E(\text{H}\beta)$ и эквивалентные ширины $W(\text{MgII})/W(\text{H}\beta)$ эмиссионных линий 2800 MgII и H β водорода в спектрах вспыхивающих звезд. Случай $\tau < 0,0001$ соответствует спокойному, вне вспышки, состоянию звезды ($T_* = 2800\text{K}$, $\gamma^2 = 10$)

T_e К	$\frac{E(\text{MgII})}{E(\text{H}\beta)}$	$W(\text{MgII})/W(\text{H}\beta)$			
		τ			
		0	0,0001	0,001	0,01
40000	1,0	151	10,7	1,0	0,3
30000	4,0	604	43	4,0	1,2
25000	10,3	1500	110	10,3	3,0
20000	38,6	5800	413	38,6	11,2
15000	193	$2,9 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^3$	193	56
10000	6700	$1,0 \cdot 10^6$	$7,1 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$
$K(\tau)$		151	10,7	1,0	0,29

Большие относительные интенсивности свойственны обычно запрещенным линиям, возникшим в газовых туманностях, т.е. линиям, возбужденным электронными ударами. Исключительность ситуации в случае магниевых линий заключается в том, что этот наиболее эффективный механизм возбуждения эмиссионных линий срабатывает и в отношении резонансных линий.

Иногда интенсивности эмиссионных линий представляются в эквивалентных ширинах. В этом случае будем иметь

$$\frac{W(\text{MgII})}{W(\text{H}\beta)} = \frac{E(\text{MgII})}{E(\text{H}\beta)} K(\tau), \quad (9.60)$$

где $K(\tau)$ — отношение уровня непрерывного спектра на $\lambda \approx 2800 \text{ \AA}$ к уровню на $\lambda \approx 4861 \text{ \AA}$; оно равно, с учетом "деформации" непрерывного (планковского) спектра звезды, вызванной обратным комптон-эффектом,

$$K(\tau) = \frac{[C_\lambda B_\lambda]_{\lambda=4861}}{[C_\lambda B_\lambda]_{\lambda=2800}}, \quad (9.61)$$

где $B_\lambda = B_\lambda(T_*)$ — функция Планка при заданной эффективной температуре звезды T_* , а $C_\lambda = C_\lambda(\tau, \gamma, T_*)$ дается формулой (4.32). При тех температурах, которые имеем у вспыхивающих звезд, функция $K(\tau)$ все-таки оказывается зависящей от τ — мощности вспышки. Числовые значения $K(\tau)$ для ряда значений τ приведены в табл. 9.13 (последняя строка), наряду с отношениями $W(\text{MgII})/W(\text{H}\beta)$, найденными с помощью (9.60) и (9.61) для ряда значений T_e и τ .

Коротковолновая часть кривой непрерывного спектра вспыхивающих звезд даже в спокойном, вне вспышки, состоянии всегда находится выше планковской кривой (см. рис. 1.1). По сути дела, нормальный уровень не-

прерывного спектра в ультрафиолете определяется некоей постоянно действующей активностью звезды, соответствующей значению τ , скажем, порядка 0,0001. Это обстоятельство придется учитывать при сопоставлении найденных расчетных значений $W(\text{MgII})/W(\text{H}_\beta)$ с наблюдениями.

Синхронные наблюдения вспыхивающих звезд в линиях MgII и H_β не были проведены. Разновременные наблюдения Линского и др. [37] дают только величину $W(\text{H}_\beta)$ для нескольких вспыхивающих звезд и значения потоков в линиях 2800MgII и H_β . Кроме того, в [37] приведены также записи участков спектра с линией 2800MgII для тех же звезд, откуда можно приблизительно оценить уровень непрерывного спектра E_{cont} (2800) на $\lambda \sim 2800\text{ \AA}$. С помощью этих далеко не надежных данных можно оценить весьма приблизительно $W(\text{MgII})/W(\text{H}_\beta)$, после чего T_e из табл. 9.13 (при $\tau = 0,0001$). Для четырех вспыхивающих звезд результаты оказались следующими:

	AU Mic	AT Mic	YZ CMi	UV Cet
$E(\text{MgII})$, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$4,9 \cdot 10^{-13}$
$E_{\text{cont}}(2800)$, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$	$\sim 3 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1 \cdot 10^{-14}$	$\sim 0,3 \cdot 10^{-14}$	$\sim 0,1 \cdot 10^{-14}$
$W(\text{MgII}), \text{\AA}$	140	290	430	490
$W(\text{H}_\beta), \text{\AA}$	5	9,4	12	20
$W(\text{MgII})/W(\text{H}_\beta)$	~ 30	~ 30	~ 35	~ 25
T_e, K	32500	32500	31000	33500

Приведенные данные иллюстрируют по крайней мере принципиальную возможность создания взаимосвязи между электронной температурой хромосферы и интенсивностями (эквивалентными ширинami) эмиссионных линий MgII и H_β в рамках гипотезы быстрых электронов. Необходимо прежде всего проведение синхронных наблюдений в этих линиях.

При всей предварительности приведенных выше результатов найденные значения T_e кажутся нам несколько завышенными. Более определенно, найденные из наблюдений отношения $W(\text{MgII})/W(\text{H}_\beta)$ представляются заниженными по крайней мере в 3 – 5 раз, а может быть, даже на порядок. Не является ли это результатом дифференциального поглощения (между линиями 2800MgII и 4861H_β) в атмосфере звезды? По-видимому, отождествление отношения наблюдаемых интенсивностей в линиях MgII и H_β с отношением их объемных коэффициентов излучения является допущением не совсем приемлемым. По сути дела, задача сводится к решению уравнений переноса излучения в линиях MgII и H_β для разных моделей атмосферы звезды с последующим сопоставлением полученных результатов с наблюдениями.

Анализ данных, проведенный выше, позволяет сделать следующие предварительные выводы:

1. Для вспыхивающих звезд типа UV Cet, рассеянных в окрестностях Солнца, относительная мощность "магниевой" хромосферы, т.е. параметр $R_{\text{MgII}} = F(\text{MgII})/\sigma T_{\text{эф}}^4$ оказалась в 5 – 10 раз больше, чем у Солнца.

2. В отличие от обычных звезд у вспыхивающих эмиссия в балмеровских линиях ($\text{H}_\alpha - \text{H}_\kappa$) в 5 – 10 раз больше, чем эмиссия в дублете MgII .

Это первый случай, когда дублет $MgII$ оказывается не самой сильной линией в спектре звезд вообще. Здесь одно из двух: а) либо у вспыхивающих звезд эмиссия $MgII$ действительно мала и результат $F(MgII)/F(H_{\beta}) < 1$ является просто следствием очень высокой электронной температуры в их хромосферах; б) либо эмиссия $MgII$ очень мощная и соответствует не очень высоким значениям электронной температуры, но она испытывает селективное поглощение при выходе из нижних слоев хромосферы, где она, видимо, и генерируется; в) либо, наконец, линии $MgII$ и H_{β} генерируются в разных областях атмосферы звезды с разными электронными температурами.

3. Дублет 1550 $SiIV$ является ярчайшей линией переходной зоны вспыхивающих звезд: параметр $R_{SiIV} = F(SiIV)/\sigma T_{\phi}^4$ у них в 100 раз больше, чем у Солнца.

4. Профиль эмиссионной линии H_{α} раздвоен сверху, что указывает на большие оптические толщ для первых нескольких линий балмеровской серии водорода. На опубликованных в [3] профилях линии 2800 $MgII$ эффекта самопоглощения нельзя заметить.

5. Хромосфера вспыхивающих звезд (в линиях $MgII$) стабильнее по сравнению с переходной зоной (в линиях $SiIV$).

Проблема дублета $MgII$ в спектрах вспыхивающих звезд пока только поставлена, ее решение еще впереди. Для этого нужно прежде всего накопление наблюдательного материала как фотометрического, так и спектрофотометрического характера. В первую очередь речь идет о синхронных наблюдениях, которые должны проводиться как во время вспышек, так и в промежутках между вспышками.

21. Магнитные поля вспыхивающих звезд

Иногда делаются попытки отождествления звездных вспышек с солнечными. Как будет показано в последующих главах, такое отождествление неправомерно. Правильнее будет говорить о существовании двух типов вспышек — типа звездных и типа солнечных. Механизмы их генерации существенно различны. Соответственно различны и мощности вспышек; звездные вспышки мощнее солнечных на много порядков. Вспышки звездного типа "работают" только в раннем периоде формирования и развития звезды; они замирают с возрастом звезды и исчезают совсем, по-видимому, после ее вступления на главную последовательность. Вспышки же солнечного типа, по всей вероятности, существуют и возбуждаются всегда; как на раннем этапе жизни звезды, так и позднее, спустя миллиарды лет. Вспышки солнечного типа не могут быть выделены на раннем этапе жизни звезды — на фоне значительно более мощных вспышек звездного типа. Но с исчезновением последних "арена" остается для вспышек солнечного типа и, так как их мощность редко доходит до 0,1% светимости звезды (по аналогии с Солнцем), то, вероятно, при некоторых усилиях вспышки солнечного типа можно будет обнаружить у нормальных звезд в виде крайне редких и кратковременных колебаний блеска в пределах $0^m,002$. Так представляется нам в общих чертах взаимоотношение этих двух типов вспышек в жизни звезд.

Сторонники отождествления обонх типов вспышек, однако, ндут еще дальше, преследуя цель вывести таким путем предполагаемые свойства вспыхивающих звезд. Прежде всего — найти величины напряженности магнитных полей на их поверхностях, поскольку считается, что природа солнечных вспышек — магнитная. Энергия даже самых умеренных звездных вспышек (с амплитудой $< 1^m$) в 100 — 1000 раз больше энергии самых мощных вспышек на Солнце. Соответственно напряженность магнитного поля в активных областях поверхности звезды (звездные пятна) должна быть порядка 10 — 50 килоэрстед [23]. Продолжая эту аналогию, мы вынуждены будем допустить возможность существования или образования магнитных полей с силой порядка 10^6 эрстед (!) на поверхности звезд, вспыхивающих с амплитудой до 8^m и больше (если иметь в виду, что плотность магнитной энергии равна $H^2/8\pi$, а эффективные объемы генерации магнитной энергии одинаковые).

Магнитная концепция генерации звездных вспышек стала предметом также поисков эмпирического характера [42] и теоретических изысканий (магнитная аннигиляция или магнитный коллапс); ведь следует же объяснить, каким образом могут возникать столь сильные магнитные поля во внешних слоях звезды, затем взрывоподобно аннигилировать и не менее быстро восстанавливаться [43, 44].

Однако при всей привлекательности магнитной концепции решающее слово о возможности ее распространения на вспыхивающие звезды должно принадлежать наблюдениям. Здесь поиски велись в разных направлениях, но получалось так, что применение наиболее надежного и допускающего однозначную интерпретацию метода — зеемановского расщепления спектральных линий — задержалось на долгое время, очевидно, из-за сложности проведения подобных измерений, с одной стороны, и слабости объектов исследований — вспыхивающих звезд — с другой. А первые результаты, полученные косвенными путями, представлялись в высшей степени спорными именно с точки зрения неоднозначности их интерпретации. Так, переменная поляризация, обнаруженная в излучении вспыхивающей звезды BY Dra, была приписана наличию магнитных полей с напряженностью свыше 10 килоэрстед в активных областях этой звезды [43]. Даже такой факт, как раздвоение на пике эмиссионной линии H_α в спектре той же BY Dra [46] или YZ CMi [37] (позднее и у других вспыхивающих звезд) был интерпретирован как зеемановское расщепление и соответственно была оценена напряженность магнитного поля; она получилась порядка нескольких десятков килоэрстед. Между тем, как было сказано в § 8, тонкая структура профилей эмиссионных линий, в том числе и H_α , у вспыхивающих звезд самая разная — с расщеплением (углублением) на пике у одних, и без расщепления, с нормальным гауссовым профилем у других, и объясняется все это исключительно явлением самопоглощения в оптической толстой среде [22].

По существу, первая попытка обнаружения магнитных полей методом зеемановского расщепления у карликовых звезд поздних классов была предпринята Робинсоном и др. [48], нашедшими для напряженности на поверхности звезд ξ Boo A(G8V) и 70 Oph A(K0V) величину порядка 2000 эрстед. Однако повторные измерения, проведенные Марси [47] с аппаратурой большей чувствительности, не подтвердили этих результатов;

если такое поле даже и существует, то оно покрывает не более 6% поверхности звезды.

Решающее слово было сказано Фогтом [41], результаты прецизионных измерений которого появились в 1980 г. Он создал многоканальный земномановский анализатор-магнитометр, чувствительность которого была на два порядка выше, чем у ранее существовавших аналогичных магнитометров, и в комбинации с 2,7-метровым телескопом обсерватории Мак-Дональд проанализировал магнитные поля 19 карликовых звезд поздних классов, из которых 5 — звезды класса dKe—dMe, явно обладающие пятнами, 7 — нормальные звезды классов dK—dM (т.е. без признаков эмиссионности), 7 — вспыхивающие звезды типа UV Cet и 1 — типа T Тельца. И вот, в противоположность ранее опубликованным работам — теоретическим ожиданиям и наблюдательным результатам — магнитные поля не были обнаружены ни у одной из этих звезд выше уровня 100–160 эрстед — уровня экспериментальной неопределенности. Более конкретно, результаты для упомянутых семи вспыхивающих звезд типа UV Cet оказались следующими (указываются предельные значения измерений для разных дней):

Звезда	<i>H</i> (эрстед)	Звезда	<i>H</i> (эрстед)
EQ Vir	44–77	GI 229	2
BY Dra A	131–189	AU Mic	42–296
BY Dra B	35–181	AD Leo	250:
GI 15 A	3		

Интересно сопоставить, в частности, найденные для BY Dra результаты — порядка 100 эрстед — с упомянутой выше оценкой [45, 46] в несколько десятков тысяч эрстед (!). Более того, Фогт показал, что его результаты — найденные величины *H* для всех измеренных им 19 звезд — представляются гауссовой кривой нормального распределения с дисперсией 100 эрстед. Стало быть, истинная величина напряженности магнитных полей этих звезд должна быть меньше неопределенности измерений, т.е. меньше 100 эрстед.

Нулевой результат, полученный Фогтом (вообще впечатляет тщательность проведения этого эксперимента и анализ полученных результатов), указывает, таким образом, на ирреальность ранее сделанных теоретических предсказаний, касающихся существования у холодных карликовых звезд обширных пятен, охваченных сверхсильными магнитными полями. К этому надо добавить такие факты, как отсутствие вспышек у звезд, у которых предполагается, на основании фотометрических данных, существование звездных пятен. В этом отношении характерен и пример звезды AD Leo: за многие годы наблюдений не было получено никаких свидетельств наличия пятен на ее поверхности.

ХРОМОСФЕРА ЗВЕЗДЫ МЕЖДУ ВСПЫШКАМИ

1. Постановка проблемы

Каковы последствия вспышки звезды для разных частей ее атмосферы? На фотосфере она не оставляет никаких или почти никаких последствий, незначительное повышение эффективной температуры, которое, по всей вероятности, происходит в период вспышки, исчезает довольно быстро и звезда восстанавливает свой первоначальный линейчатый спектр сразу после затухания самой вспышки.

Совсем иначе обстоит дело с хромосферой. Хромосфера вспыхивающей звезды, выражаясь образно, не имеет покоя ни во время вспышек, ни в промежутках между ними. Важнейшие хромосферные эмиссионные линии, и прежде всего дублет 2800 MgII , водородные линии, линии H и K ионизованного кальция, испытывают сильнейшие изменения, порою далеко не в унисон, как в момент самой вспышки, так и в период "спокойного", вне вспышки, состояния, как обычно определяют поствспышечный период, имея в виду, очевидно, спокойствие одной только фотосферы звезды. Для хромосферы вспыхивающей звезды не существует понятия "восстановление первоначального состояния", так как трудно сказать, что можно считать нормальным или первоначальным состоянием. Эмиссионные линии могут исчезать вовсе или в лучшем случае оказаться на пределе обнаружения в момент максимума вспышки, и одно это делает проблему необычной, ибо не все, оказывается, экстремально во время вспышки. И уже совсем непривычной должна выглядеть ситуация, когда та или иная эмиссионная линия достигает максимума своей интенсивности значительно позже вспышки и задолго до наступления следующей вспышки. А если частота вспышки у некоей звезды очень высока, то ожидаемого максимума эта линия может никогда и не достичь.

Настоящая глава посвящена количественному анализу поведения хромосферы, вернее эмиссионных линий, возбуждаемых в хромосфере, в течение полного цикла вспышечной деятельности звезды — от максимума одной вспышки до максимума следующей. В подавляющем числе случаев хромосферные линии возбуждаются электронными столкновениями, и поэтому электронная температура в хромосфере автоматически превращается в основной параметр [5], определяющий силу той или иной линии. Но электронная температура, максимальная в момент вспышки, постепенно понижается в результате охлаждения хромосферы. Возникает, поэтому, первая и основная задача — задача охлаждения хромосферы и нахождения вида функции $T_e(t)$ — зависимость электронной температуры от времени. Эта задача решается для некоей условной — однородной — модели хромосферы. Но с точки зрения окончательных результатов (имеется в виду

поствспышечное поведение разных эмиссионных линий друг относительно друга) точное знание вида функции $T_e(t)$ не является определяющим.

Поствспышечное поведение эмиссионных линий характеризуется соответствующими световыми кривыми, теоретические формы которых выведены в отдельности для ультрафиолетового дублета Mg II, для эмиссии в водородных линиях и для линий H и K CaII. Форма этих кривых, в частности градиенты эмиссии, по времени оказалась зависящей от концентрации вещества (водородных атомов) в хромосфере, и это обстоятельство дало возможность найти концентрации в хромосферах конкретных вспыхивающих звезд путем простого сопоставления наблюдаемых и теоретических кривых друг с другом.

2. Свечение вспыхивающей звезды в эмиссионных линиях (наблюдения)

Синхронные фотоэлектрические и спектрофотометрические наблюдения, проведенные в отношении конкретных вспышек звезд типа UV Cet, выявили два важных свойства, касающихся свечения звезды в эмиссионных линиях.

Первое из них относится к максимуму световой кривой. Световая кривая любой водородной линии (H_α , H_β и т.д.) имеет, оказывается, максимум, и этот максимум наступает всегда позже максимума вспышки в непрерывном спектре. Обычно силу эмиссионной линии представляют в эквивалентных ширинах $W(H_i)$, т.е. по отношению к непрерывному фону — излучению самой вспышки. Поэтому быстрый рост эквивалентной ширины эмиссионной линии сразу же после максимума вспышки в общем свете легко можно было объяснить просто спадом интенсивности вспышки в непрерывном излучении. Так и поступили вначале при интерпретации первых результатов наблюдений. Даже на вопрос о том, существует ли реально расхождение между обоими максимумами — в непрерывном излучении вспышки и в эмиссионной линии — нельзя было дать однозначный

ответ. Очевидно, однозначный ответ на поставленный вопрос можно получить, если перейти от эквивалентной ширины линии к ее интенсивности, т.е. рассмотреть зависимость произведения $W(H_i) \times I(t) = E(H_i)$ от времени, где $I(t)$ — световая кривая вспышки в непрерывном излучении.

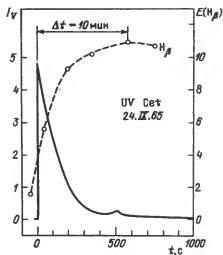


Рис. 10.1. Световые кривые вспышки в непрерывном спектре (сплошная линия) и в эмиссионной линии H_β (кружки, шкала интенсивности справа в произвольных единицах) для вспышки UV Cet (24.IX.65). Максимум эмиссии в линии H_β наступает спустя 10 мин после максимума вспышки

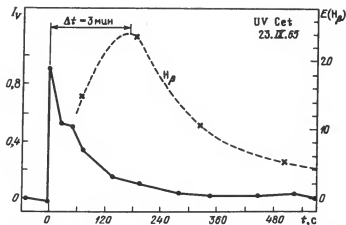


Рис. 10.2. То же самое, что и на рис. 10.1, но для другой вспышки UV Cet (23.IX.1965 г.). Смещение максимума эмиссии в линии $H\beta$ (крестики) составляет 3 мин

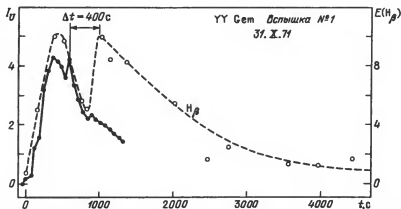


Рис. 10.3. Световые кривые сложной вспышки YY Gem. №1 (31.X.71). Сплошная линия — непрерывный спектр, штриховая линия — эмиссия в линии $H\beta$ (кружки) в шкале интенсивности (в произвольных единицах). Максимум в линии $H\beta$ наступает на 400 с позже максимума вспышки

Такой переход осуществлен для двух вспышек UV Cet и одной сложной вспышки YY Gem с помощью опубликованных световых кривых $I(t)$ и $I(H\beta)$ [2, 3]. Результаты представлены на рисунках 10.1, 10.2 и 10.3; при этом во всех трех случаях речь идет об эмиссии в линии $H\beta$. Судя по этим рисункам, смещение максимумов эмиссии в линии $H\beta$ относительно максимумов вспышек в непрерывном излучении (в V - и U -лучах) действительно имеет место; оно составляет 3 и 10 мин в случае вспышек UV Cet и 400 с в случае YY Gem. Из этих рисунков следует, что интенсивность (а не эквивалентная ширина) линии $H\beta$ была минимальна в момент максимумов

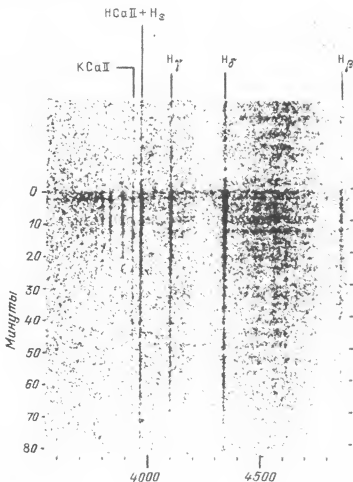


Фото I. Спектрограмма вспышки EV Lac (11.XII.65), сфотографированная методом движущейся кассеты на 36-дюймовом телескопе обсерватории Мак-Дональд, дисперсия $261 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$, скорость перемещения кассеты $3,175 \text{ мм} \cdot \text{ч}^{-1}$. Сильная непрерывная эмиссия видна в течение первых трех минут ($t = 0$ соответствует началу вспышки), затем она затухает очень быстро. Затухание эмиссионных линий балмеровской серии происходит намного медленнее, еще медленнее затухает линия K CaII — ее интенсивность сравнима с интенсивностью линии $H\delta$ даже спустя 70 мин после вспышки. Обращает на себя внимание крайняя слабость непрерывной эмиссии в максимуме вспышки в области длиннее 4550 \AA (по Кункелю)

вспышки и что ее рост по мере развития вспышки и даже после ее замирания вполне реален. Величина же смещения Δt не зависит от мощности вспышки; как будет показано далее (§ 8), Δt зависит только от плотности вещества в хромосфере.

Второе свойство относится к продолжительности свечения после максимума; она существенно — на один-два порядка — больше продолжительности самой вспышки. Часто она дотягивает до следующей вспышки. Темп ослабления свечения различен в разных эмиссионных линиях, но он не зависит от мощности вспышки. Сама продолжительность свечения измеряется часами и десятками часов.

Что касается природы свечения, то она, очевидно, разная для обоих периодов: до максимума — период разгорания — очень быстрый, и после максимума — период ослабления или затухания — относительно медленный. Это явление, свечение после максимума, как будто можно было бы связать с явлением в $\text{H} \alpha$ и $\text{H} \beta$, когда происходят одни только рекомбинации свободных электронов с ионами при полном отсутствии актов ионизации. В этом случае продолжительность свечения Δt_e определяется только электронной концентрацией в хромосфере n_e и вероятностью рекомбинации и дается соотношением [8]

$$\Delta t_e = \frac{1}{n_e \sum C_l(T_e) + 1}, \quad (10.1)$$

где $C_l(T_e)$ — коэффициент рекомбинации электронов с протонами. При $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ найдем отсюда для продолжительности высвечивания в водородных линиях $\Delta t_e \approx 40 \text{ с}$. Эта величина в несколько сот и даже тысяч раз меньше, чем дают наблюдения. Следовательно, предположение о простом высвечивании не может объяснить наблюдаемые продолжительности свечения вспыхивающих звезд в эмиссионных линиях. Очевидно, должен существовать некий источник энергии или механизм, поддерживающий свечение хромосферы значительно дольше, чем дает соотношение (10.1).

Отмеченное явление свойственно не только водородным линиям; оно наблюдается и у других эмиссионных линий, в том числе и линий H и K

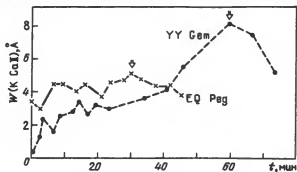
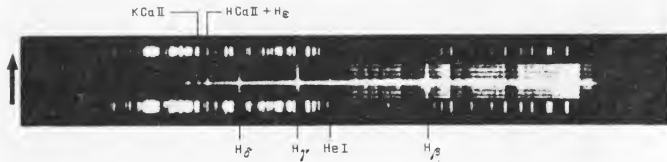
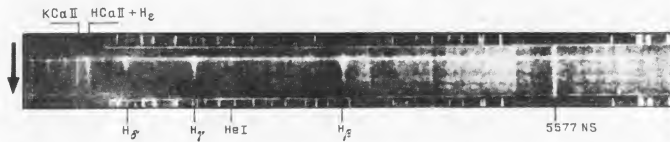


Рис. 10.4. Ход изменения эквивалентной ширины эмиссионной линии K CaII в пост-вспышечный период для звезд YY Gem (31.X.71, кружки) и EQ Peg (3.XI.71, крестики). Максимумы K CaII эмиссии наступают спустя 60 и 30 мин соответственно после максимумов вспышек ($t = 0$)



нонизованного кальция. При этом оба свойства — наличие максимума световой кривой и большая продолжительность свечения — повторяются и здесь, с одной лишь существенной разницей: линии кальция "разгораются" гораздо медленнее до максимума и еще медленнее затухают после максимума по сравнению с тем, что мы имеем в случае водородных линий. В качестве примера на рис. 10.4 приведены световые кривые эмиссионной линии K CaII, построенные по результатам синхронных наблюдений вспышек YY Gem (№ 1) и EQ Peg (№ 23) [2]; там же стрелками отмечены положения максимумов. Сравнивая кривую для YY Gem со световой кривой в линии H β этой же вспышки (рис. 10.3), мы увидим, что период разгорания линии K CaII продолжается почти в десять раз дольше (~ 60 мин), чем линии H β ($\sim 6,5$ мин). Такое же соотношение получается и в случае EQ Peg: максимум линии H β достигается спустя примерно 200 секунд после вспышки, в то время как максимум интенсивности линии K CaII наступает примерно на 1800-й секунде.

Обращает на себя внимание также следующая закономерность: эмиссионные линии, принадлежащие элементам или ионам с высоким потенциалом ионизации исходного состояния, например линии гелия, всегда появляются позднее линий водорода и их свечение продолжается сравнительно недолго. Во всяком случае линии гелия исчезают не только значительно раньше водородных линий, но очень часто даже раньше, чем угасает сама вспышка в общем свете.

Что касается поствспышечного поведения линий h и k MgII, быть может, во многих отношениях более интересных, то наблюдательными данными по этому вопросу мы пока не располагаем. Возможное прогнозирование на этот счет будет сделано ниже, в § 5.

3. Продолжительность свечения в эмиссионных линиях (теория)

Перейдем теперь к задаче поствспышечного охлаждения хромосферы — к выводу функции $T_e(t)$ зависимости электронной температуры от времени t , считая с момента максимума вспышки. С падением T_e уменьшается электронная концентрация $n_e(t)$, а следовательно, интенсивность эмис-

Фото II. Вверху: Щелевая спектрограмма очень мощной ($\Delta U = 5^m, 2$) вспышки UV Cet (14.X.72) в области длины волны 6000 — 3800 Å. Четко видны: а) резкое усиление и быстрое затухание непрерывной эмиссии, в особенности в коротковолновой части, в максимуме вспышки; б) медленное затухание эмиссионных линий балмеровской серии водорода; в) появление эмиссионной линии 4471 HeI во время вспышки и сравнительно быстрое ее затухание после вспышки; г) крайне медленное затухание эмиссионной линии K CaII. Внизу: Щелевая спектрограмма (№ 791) одной вспышки средней мощности UV Cet (11.XI.71). Случай сильного усиления непрерывной эмиссии и относительно быстрого затухания эмиссионных линий. Видно появление эмиссионной линии 4471 HeI и очень быстрое ее исчезновение после вспышки

Обе спектрограммы получены с использованием электроно-оптических усилителей на кассетеновском фокусе 82-дюймового (207 см) телескопа им. Струве обсерватории Мак-Дональд. Дисперсия $150 \text{ Å} \cdot \text{мм}^{-1}$, спектральное разрешение около 8 Å. Спектрограммы сфотографированы на движущейся кассете, полная продолжительность движения — около 18 мин в обоих случаях, направление движения указано стрелками слева (спектрограммы любезно предоставлены автору Боппом)

сионной линии. И если первоначальная (на максимуме вспышки) величина n_e определяется плотностью ионизирующего излучения, то в поствспышечный период очень скоро наступает момент, когда величина n_e определяется эффективностью неупругих электронных ударов. В этом случае будем иметь для $n_e(T_e)$

$$\frac{n_e(T_e)}{n_*} = \frac{\alpha_c(T_e)}{\alpha_c(T_e) + C(T_e)}, \quad (10.2)$$

где n_* — полное количество водородных атомов в 1 см^3 , $\alpha_c(T_e)$ — коэффициент вероятности ионизации атома водорода из основного состояния при столкновениях, $C(T_e)$ — полный коэффициент рекомбинации электронов с протоном. При выводе (10.2) было принято: $n_* = n_1 + n^+ = n_1 + n_e$, где n_1 — концентрация нейтральных атомов водорода.

Ниже, при выводе функции $T_e(t)$, будет принято $n_* = \text{const}$ в течение всего периода между вспышками. Это допущение — постоянство концентрации вещества в хромосфере вспыхивающей звезды, — по всей вероятности, не соответствует действительности; имеющиеся данные (см. разделы 12 и 13 настоящей главы) скорее всего свидетельствуют о том, что в момент вспышки плотность хромосферы наибольшая и что она впоследствии уменьшается.

Соотношение (10.2), по сути дела, дает зависимость интенсивности эмиссионной линии от T_e . И если мы сумеем найти зависимость T_e от времени t , то тем самым мы найдем искомую продолжительность высвечивания — уже в новых условиях, т.е. с учетом неупругих соударений — в эмиссионных линиях в поствспышечный период.

Мы полагаем, что хромосфера прозрачна для линий и континуумов всех серий водорода (в конечном счете это относится и к лаймановской серии). Тогда "утечка" кинетической энергии свободных электронов из хромосферы произойдет путем реализации следующего цикла: ионизация и возбуждение электронными соударениями атомов водорода, находящихся в основном состоянии; рекомбинация электронов с протонами и каскадные переходы атомов сверху вниз; беспрепятственный выход рожденных при этом фотонов из хромосферы.

Что касается охлаждения, обусловленного наиболее важным источником — излучением в линиях h и k MgII , а также, в меньшей степени, в линиях H и K CaII , то на данном этапе мы их учитывать не будем. Тот закон падения электронной температуры, т.е. тот вид функции $T_e(t)$, который будет выведен в рамках сделанного допущения (охлаждение, вызванное только эмиссией в водородных линиях), достаточен, как увидим далее, для решения нашей основной задачи — выяснения относительного поведения световых кривых в разных эмиссионных линиях в поствспышечный период.

Исходным для нахождения вида функции $T_e = T_e(t)$ является следующее соотношение, дающее изменение кинетической энергии единицы объема хромосферы за время dt :

$$d\left(\frac{3}{2} n_e k T_e\right) = [n_1 n_e \alpha_c(T_e) h \bar{\nu}_c + n_1 n_e \sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i(T_e) h \nu_i] dt, \quad (10.3)$$

где $\alpha_i(T_e)$ – коэффициент вероятности возбуждения атомов водорода из основного состояния до уровня i путем электронных соударений.

Процесс охлаждения хромосферы означает, что происходит падение как T_e , так и n_e . Поэтому будем иметь из (10.3)

$$dT_e + T_e \frac{dn_e}{n_e} = n_1 \alpha_c(T_e) q(T_e) \frac{2}{3} \frac{h \bar{\nu}_c}{k} dt, \quad (10.4)$$

где

$$q(T_e) = 1 + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\alpha_i(T_e)}{\alpha_c(T_e)} \frac{\nu_i}{\nu_c}. \quad (10.5)$$

Далее, имеем для n_1

$$n_1 = n_* - n_e = n_* \left(1 - \frac{n_e}{n_*} \right) = n_* \frac{C(T_e)}{\alpha_c(T_e) + C(T_e)}. \quad (10.6)$$

Подставляя (10.2) и (10.6) в (10.4) и произведя интегрирование, найдем для времени t , в течение которого электронная температура хромосферы понизится от T_0 до T_e :

$$t = \frac{3}{2} \frac{k}{h \bar{\nu}_c} \frac{1}{n_*} \int_{T_e}^{T_0} Q(T_e) dT_e, \quad (10.7)$$

где

$$Q(T_e) = \left(\frac{1}{\alpha_c} + \frac{1}{C} \right) \left\{ 1 + \frac{T_e}{\alpha_c + C} \left[C \frac{d\alpha_c}{dT_e} - \alpha_c \frac{dC}{dT_e} \right] \right\} \frac{1}{q(T_e)}. \quad (10.8)$$

В этих выражениях функции $\alpha_c = \alpha_c(T_e)$ и $C = C(T_e)$ имеют следующий вид (см., например, [1]):

$$\alpha_c(T_e) = 0,305 \cdot 10^{-10} T_e^{1/2} [1 + 0,126 \cdot 10^{-4} T_e] \exp\left(-\frac{158300}{T_e}\right); \quad (10.9)$$

$$C(T_e) = 0,206 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} [6,415 - 0,5 \ln T_e + 0,0087 T_e^{1/3}]. \quad (10.10)$$

Т а б л и ц а 10.1. Время охлаждения хромосферы t при двух значениях концентрации атомов водорода n_* (первоначальная электронная температура $T_0^0 = 100\,000\text{ К}$)

T_e , К	$\alpha(T_e)$, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$C(T_e) \cdot 10^{13}$, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$q(T_e)$	$\frac{n_e}{n_*}$	t , с	
					$n_* = 10^{11}$	$n_* = 10^{10}$
100 000	$0,446 \cdot 10^{-8}$	0,693	1:	1	—	—
80 000	$0,238 \cdot 10^{-8}$	0,836	2,3	1	7	73
60 000	$0,930 \cdot 10^{-9}$	1,055	2,9	1	20	200
40 000	$1,740 \cdot 10^{-10}$	1,456	4,5	0,9991	49	490
30 000	$0,370 \cdot 10^{-10}$	1,970	7,0	0,9947	83	832
20 000	$0,196 \cdot 10^{-11}$	2,477	16	0,890	471	$4,7 \cdot 10^3$
15 000	$0,115 \cdot 10^{-12}$	3,066	29	0,273	3180	$3,2 \cdot 10^4$
10 000	$0,045 \cdot 10^{-14}$	4,118	75	0,001	$3,5 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^6$

Заметим, что, согласно (10.7), продолжительность времени t , необходимого для термической эволюции хромосферы от первоначальной температуры T_e^0 до заданной величины T_e , обратно пропорциональна концентрации n_e в хромосфере.

Найденные с помощью (10.7) числовые значения времени t в секундах, необходимого для понижения температуры хромосферы со значения $T_0 = 100\,000$ К до заданной величины $T_e(t)$, приведены в табл. 10.1 (столбцы 6 и 7). Там же приведены числовые значения функций $\alpha_c(T_e)$ и $C(T_e)$, найденные приблизительно по данным [4]. В пятом столбце приведены значения n_e/n_* при различных величинах электронной температуры, рассчитанные с помощью соотношения (10.2).

Первое, что обращает на себя внимание в табл. 10.1, это исключительно быстрый темп охлаждения хромосферы вначале; спад электронной температуры, например, от $100\,000$ К до $30\,000$ К происходит за время около полутора минут (при $n_* = 10^{11}$ см $^{-3}$). Поэтому вопрос о том, какова величина первоначальной температуры — $100\,000$ К или $60\,000$ К, не имеет принципиального значения. Далее темп охлаждения снижается. Например, для достижения значения $T_e = 15\,000$ К требуется почти час при $n_* \sim 10^{11}$ см $^{-3}$ и почти сутки при $n_* \sim 10^{10}$ см $^{-3}$. Ход изменения $T_e(t)$ со временем представлен графически на рис. 10.5 в виде кривых зависимостей $T_e(t)$ от t для трех значений концентрации в хромосфере: 10^{10} , $3 \cdot 10^{10}$ и 10^{11} см $^{-3}$.

Чтобы получить наглядное представление о том, как меняется электронная концентрация по мере охлаждения хромосферы, данные столбцов 5 и 6 представлены на рис. 10.6 также в графической форме, в виде зависимости n_e/n_* от t (кривая 2). На этом рисунке представлен также график зависимости n_e/n_* от t (кривая 1), соответствующая случаю чистого высвечивания среды, даваемого формулой (10.1).

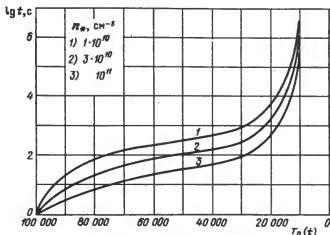


Рис. 10.5. К задаче об охлаждении хромосферы; ход падения электронной температуры $T_e(t)$ в течение времени t при трех значениях концентрации n_* , см $^{-3}$, в хромосфере: 10^{10} (кривая 1), $3 \cdot 10^{10}$ (2) и 10^{11} см $^{-3}$ (3). Начальная ($t = 0$) электронная температура $T_e = 100\,000$ К

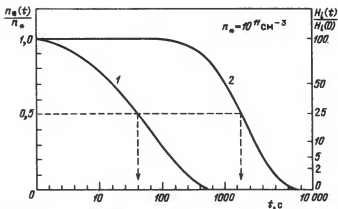


Рис. 10.6. Ход изменения электронной концентрации в хромосфере $n_e(t)$ и интенсивности эмиссионной линии $H_l(t)$ со временем. Начало отсчета времени ($t = 0$) — максимум вспышки. Кривая 1 — "чистое" высвечивание, кривая 2 — высвечивание, поддерживаемое электронными столкновениями

Сравнивая кривые 1 и 2 друг с другом, мы видим, что неупругие электронные соударения действительно приводят к существенному удлинению продолжительности высвечивания хромосферы. Так, если двукратное уменьшение электронной концентрации и, следовательно, четырехкратное ослабление эмиссионных линий происходит за 40 с в случае "чистого" высвечивания, то учет электронных столкновений "затягивает" такой же спад яркости эмиссионных линий в течение ~ 1800 с, т.е. более чем в 40 раз дольше (величины t , соответствующие значению $n_e/n_* = 0,5$ на графиках рис. 10.6).

4. Чем поддерживается свечение в эмиссионных линиях "спокойной" звезды?

Эмиссионные линии присутствуют в спектрах всех или почти всех вспыхивающих звезд типа UV Cet в "спокойном", вне вспышки состоянии звезды. Очевидно, должен существовать фактор, поддерживающий возбуждение эмиссионных линий при полном отсутствии, казалось бы, ионизирующего агента в спокойном состоянии холодной карликовой звезды.

Изложенные в предыдущем параграфе соображения проливают некоторый свет на этот вопрос. Импульсивно нагретая во время вспышки хромосфера обладает свойством поддерживать высвечивание в эмиссионных линиях довольно долгое время. Судя по данным табл. 10.1, трехкратное уменьшение электронной концентрации или ослабление эмиссионных линий всего на порядок происходит спустя час с момента вспышки при $n_* = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ или почти через сутки при $n_* = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Между тем вспышки звезд типа UV Cet происходят гораздо чаще — несколько десятков вспышек в сутки.

Таким образом, "накачка" хромосферы происходит довольно часто для того, чтобы не дать ей истощиться до предела — до полного исчезнове-

ния эмиссионных линий. В этом и заключается причина постоянного присутствия эмиссионных линий водорода в спектрах вспыхивающих звезд. В тех случаях, когда звезда вспыхивает реже, чем одна вспышка в сутки, но эмиссионные линии все-таки присутствуют, электронная концентрация в хромосфере такой звезды, надо полагать, должна быть меньше 10^{10} см^{-3} .

Сравнительно частые вспышки или частые сейсмические "накачки", кроме того, приводят к другому интересному эффекту, а именно, к поддержанию электронной температуры хромосферы на определенном уровне, ниже которого она не могла бы опускаться, при заданной частоте вспышек. В нашем случае этот нижний предел соответствует температуре $\sim 15\,500 \text{ K}$ и $15\,000 \text{ K}$ при четырехкратном и десятикратном ослаблении эмиссионных линий соответственно. По-видимому, электронная температура хромосфер вспыхивающих звезд редко будет ниже $15\,000 \text{ K}$ и то, если концентрация в них велика.

5. Поведение эмиссии 2800 Mg II после вспышки звезды

Электронная температура в хромосфере звезды, как мы видели, резко повышается в момент ее вспышки и на короткое время может достигать $100\,000 \text{ K}$ и выше. Ионизирующее излучение, появившееся импульсивно, исчезает довольно скоро, немногим позже максимума, но задолго до полного замирания вспышки. Поэтому ионизационное равновесие в пост-вспышечный период будет определяться почти исключительно электронными столкновениями.

При отмеченных выше начальных высоких электронных температурах магний в хромосфере должен присутствовать преимущественно в форме ионов Mg^{+++} , Mg^{++} ; число же ионов Mg^+ будет крайне мало, и вследствие этого эмиссия в линиях 2800 Mg II сразу после максимума вспышки должна резко падать. Затем, по мере охлаждения хромосферы, произойдет постепенный переход ионов Mg^{+++} в ионы Mg^{++} , а этих последних в ионы Mg^+ и т.д. Параллельно должна расти интенсивность эмиссии 2800 Mg II .

Эффективное сечение ионизации электронными ударами очень велико для Mg^+ и даже для Mg^{++} , что объясняется низким потенциалом ионизации для этих ионов. При $T_e > 20\,000 \text{ K}$, как следует из табл. 10.2 (второй столбец), отношение $n^{++}/n^+ > 1$, т.е. подавляющее количество атомов магния находится в дважды ионизованном состоянии. Рекомбинация при таких температурах тут же компенсируется появлением новых ионов путем электронных соударений. Иначе говоря, уменьшение концентрации ионов Mg^+ происходит отнюдь не за счет процессов рекомбинации, а из-за падения электронной температуры в среде и, как следствие этого, уменьшения числа актов ионизации (зависимость коэффициента рекомбинации от электронной температуры очень слаба).

Описанная качественная картина поддается количественной трактовке. В частности, можно вывести теоретическую световую кривую для эмиссии 2800 Mg II — ход изменения интенсивности эмиссии после вспышки, вернее, в промежутках между вспышками. При этом мы будем полагать по-прежнему, что охлаждение хромосферы обусловлено излучением водорода, соответственно чему и был найден вид функции $T_e = T_e(t)$ — ход изменения электронной температуры со временем (см. рис. 10.5). Это допущение,

конечно, не совсем приемлемо; обычно в звездных хромосферах определенная доля — почти 30% — охлаждение приходится на магниевую эмиссию [16]. Однако в данном случае не это важно, а то, что само явление — охлаждение или падение T_e имеет место, и вопрос о том, в какой мере принятая нами функция $T_e(t)$ строго соответствует действительности, не имеет принципиального значения.

Итак, в поствысшем период процессы ионизации магния (и водорода — поставщика свободных электронов) определяются только электронными столкновениями. В этом случае степень ионизации не зависит от электронной концентрации n_e — она зависит только от электронной температуры $T_e(t)$. Что касается интенсивности линии 2800 MgII, то она зависит как от T_e , так и от n_e , поскольку возбуждение резонансного уровня Mg^+ также осуществляется электронными ударами.

Наша задача в конечном итоге сводится к нахождению относительной концентрации ионов магния n^+/n_0 , где n_0 — концентрация атомов магния, в зависимости от времени t . Но поскольку вид функции $T_e(t)$ нам известен, то будет достаточно, если мы найдем зависимость n^+/n_0 и затем $E(2800 \text{ MgII})$ только от электронной температуры.

Ниже будет дано решение этой задачи для случая однородной, стационарной, но отнюдь не изотермической хромосферы.

Относительная доля ионов Mg^{+++} в интересующем нас диапазоне электронной температуры крайне мала: отношение n^{+++}/n_0 порядка 10^{-5} , например, при $T_e \sim 50\,000 \text{ K}$, и едва достигает 0,1 при $T_e \sim 100\,000 \text{ K}$. Поэтому дальше мы ограничимся рассмотрением всего трех состояний магния — нейтрального (n_1), однажды (n^+) и дважды (n^{++}) ионизованных. Исходными являются следующие соотношения:

$$\frac{n^+}{n_1} = \frac{q^+}{D^+}; \quad (10.11)$$

$$\frac{n^{++}}{n^+} = \frac{q^{++}}{D^{++}};$$

$$n_0 = n_1 + n^+ + n^{++} \quad (10.12)$$

Отсюда будем иметь для относительного содержания ионов Mg^+ и Mg^{++}

$$\frac{n^+}{n_0} = \frac{1}{1 + \frac{D^+}{q^+} + \frac{q^{++}}{D^{++}}}; \quad (10.13)$$

$$\frac{n^{++}}{n_0} = \frac{1}{1 + \frac{D^{++}}{q^{++}} \left(1 + \frac{D^+}{q^+} \right)}. \quad (10.14)$$

В этих соотношениях D^+ и D^{++} суть коэффициенты рекомбинации ионов Mg^+ и Mg^{++} со свободными электронами, q^+ и q^{++} — скорости ионизации электронными столкновениями для магния, они даются следующими

Т а б л и ц а 10.2. Зависимость степени ионизаций, обусловленных электронными столкновениями, для магния от электронной температуры среды T_e

T_e, K	$\left(\frac{n^{++}}{n^+}\right)_{Mg}$	$\left(\frac{n^{++}}{n_0}\right)_{Mg}$	$\left(\frac{n^+}{n_1}\right)_{Mg}$
10 000	0,0003	0,0003	$0,87 \cdot 10^3$
15 000	0,176	0,149	$2,9 \cdot 10^3$
20 000	4,82	0,828	$1,9 \cdot 10^4$
30 000	$1,5 \cdot 10^3$	0,993	$1,4 \cdot 10^5$
40 000	$1,0 \cdot 10^3$	0,999	$4,5 \cdot 10^5$
60 000	$7,3 \cdot 10^3$	1	$1,7 \cdot 10^6$
80 000	$2,2 \cdot 10^4$	1	$3,5 \cdot 10^6$
100 000	$4,6 \cdot 10^4$	1	$6,1 \cdot 10^6$

формулами (подробности см. в [5]):

$$D^+(T_e) = 1,3 \cdot 10^{-13} (10^4/T_e)^{0,855} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.15)$$

$$D^{++}(T_e) = 8,8 \cdot 10^{-13} (10^4/T_e)^{0,838} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.16)$$

$$q^+(T_e) = 1,02 \cdot 10^7 \pi a_0^2 T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{89\,300}{T_e}\right) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.17)$$

$$q^{++}(T_e) = 1,24 \cdot 10^6 \pi a_0^2 T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{175\,600}{T_e}\right) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.18)$$

где $\pi a_0^2 = 0,88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Т а б л и ц а 10.3. Изменение магневой эмиссии $E(h + k \text{ MgII}) = E(2800 \text{ MgII})$ в зависимости от электронной температуры T_e в хромосфере в разное время t ее охлаждения

(n_e – концентрация водородных атомов в хромосфере в см^{-3}).

Величина $(n^+/n_0)_{Mg}$ – доля ионов Mg^+ по отношению

к полной концентрации и атомов магния n_0 .

Интенсивность $E(2800 \text{ MgII})$ принята за единицу

на максимуме эмиссии (т.е. при $T_e = 17\,500 \text{ K}$)

T_e, K	$D^+_{10^{-13}} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$D^{++}_{10^{-13}} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$q^+_{\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}}$	$q^{++}_{\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}}$
25 000	0,63	2,75	$3,98 \cdot 10^{-9}$	$1,53 \cdot 10^{-11}$
20 000	0,77	4,92	$1,45 \cdot 10^{-9}$	$2,37 \cdot 10^{-12}$
17 500	0,87	5,56	$7,28 \cdot 10^{-10}$	$6,54 \cdot 10^{-13}$
15 000	0,99	6,26	$2,84 \cdot 10^{-10}$	$1,10 \cdot 10^{-13}$
12 500	1,16	7,30	$7,93 \cdot 10^{-11}$	$9,66 \cdot 10^{-15}$
10 000	1,40	8,80	$1,18 \cdot 10^{-11}$	$2,64 \cdot 10^{-16}$
8000	1,64	10,6	$1,14 \cdot 10^{-12}$	$3,20 \cdot 10^{-18}$
6000	2,17	13,5	$2,39 \cdot 10^{-14}$	$1,93 \cdot 10^{-21}$

Найденные с помощью этих соотношений числовые значения n^+/n_0 и n^{++}/n_0 в зависимости от T_e приведены в табл. 10.2 и 10.3, а также в графической форме на рис. 10.7. Заметим, что кривая зависимости n^{++}/n_0 для дважды ионизованного магния совсем немногим отличается от кривой $(n^+/n_0)_H$ для водорода, что объясняется близостью их потенциалов ионизации ($\chi^{++} = 15,0$ эВ для Mg^+ и $\chi^+ = 13,6$ для H). Кривая H^+ на рис. 10.7 одновременно есть $n_e = n_e(T_e)$ — кривая зависимости электронной концентрации от электронной температуры.

Имеем для интенсивности линии 2800 MgII:

$$E(2800 \text{ MgII}) = C n^+(T_e) n_e(T_e) b_{12}(T_e). \quad (10.19)$$

Поведение $E(2800)$ от t зависит, как видим, от того, как изменяется правая часть (10.19) от T_e . Между тем функции $n^+(T_e)$ и $n_e(T_e)$ ведут себя по-разному; в частности, их максимумы далеко не совпадают друг с другом. В результате получается следующая картина. В период высокой температуры, когда электронная температура, понижаясь, доходит до 25 000 K, линия 2800 MgII не должна быть видна совсем; она появится начиная с $T_e \sim 20\,000$ K. Своей максимальной интенсивности эта линия достигнет при $T_e \approx 17\,500$ K; при этом в возбуждении линии примут участие всего 60% атомов магния, оказавшихся в состоянии Mg^+ ; остальные 40% будут продолжать оставаться в состоянии Mg^{++} . Дальше, по мере еще большего понижения температуры, число ионов Mg^+ растет очень быстро и достигает максимума в интервале $T_e \sim 14\,000\text{--}8\,000$ K. Но быстро падает при этом и n_e . В результате эмиссия в линии 2800 MgII, ослабевая, исчезнет совсем при $T_e \leq 10\,000$ K. Ход изменения E/E_{\max} от T_e представлен графически на рис. 10.8 (штриховая линия).

Таким образом, максимума интенсивности эмиссия $E(2800)$ достигает при $T_e \approx 17\,500$ K. Но такая температура наступает в разное время t после

$\left(\frac{n^+}{n_0}\right)_{Mg}$	$E(2800)$	t, c		
		$n_e = 10^{11}$	$n_e = 3 \cdot 10^{10}$	$n_e = 10^{10}$
0,026	0,20	174	580	1740
0,172	0,73	471	1570	4710
0,469	1,00	1000	3300	$1,0 \cdot 10^4$
0,850	0,59	3500	$1,1 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$
0,984	0,14	$1,7 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^5$
0,988	0,053	$3,5 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^6$
0,874	—	10^6	10^6	10^7
0,093	—	—	—	—

вспышки, в зависимости от концентрации вещества n_e в хромосфере, что следует из таких сопоставлений:

$n_e, \text{см}^{-3}$	$t, \text{секунды}$
10^{11}	1500
$3 \cdot 10^{10}$	5000
10^{10}	15000

В нашем распоряжении имеются теперь рис. 10.8 — зависимость $E(2800 \text{ MgII})$ от T_e и рис. 10.7 — зависимость T_e от n_e . Отсюда нетрудно перейти

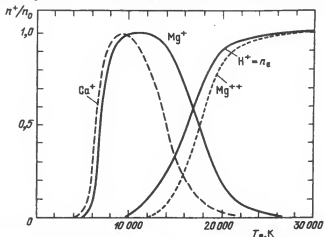


Рис. 10.7. Кривые изменения доли ионов n^+/n_0 для Ca^+ , Mg^+ , Mg^{++} и H^+ в зависимости от электронной температуры T_e (n_0 — концентрация данного сорта атомов). Ионизация вызвана электронными столкновениями. Кривая H^+ относится также к распределению электронной концентрации n_e . Кривая для Mg^{++} мало отличается от кривой H^+

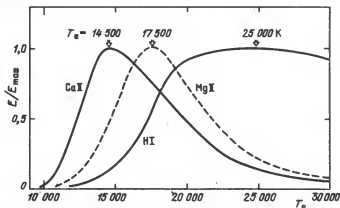


Рис. 10.8. Кривые изменения излучательной способности хромосферы в линиях H и K MgII , H и K CaII и HI в зависимости от T_e в случае, когда ионизация обусловлена электронными столкновениями. Максимум излучательной способности приходится на $T_e \approx 25\,000 \text{ K}$ для линии HI , $T_e = 17\,500 \text{ K}$ в случае MgII и $T_e = 14\,500 \text{ K}$ в линии CaII

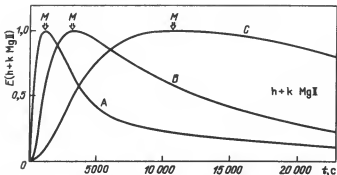


Рис. 10.9. Расчетные световые кривые магниево́й эмиссии $E(2800 \text{ MgII})$ для трех значений концентрации в хромосфере n_* : 10^{11} см^{-3} (A), $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (B) и 10^{10} см^{-3} (C). Максимумы (точки M) соответствуют значению $T_e = 17\,500 \text{ K}$

к зависимости $E(2800)$ от t , т.е., по сути дела, к построению световой кривой для эмиссии в линии 2800 MgII в период между двумя следующими одна за другой вспышками. В результате получим световые кривые, изображенные на рис. 10.9.

У этих световых кривых мы наблюдаем интересную картину, а именно, в одном случае (A) максимум интенсивности (точка M на всех кривых) достигается спустя примерно 20 минут после вспышки, в другом случае (B) — спустя примерно полтора часа, а в третьем (C) — спустя почти пять часов. При этом, что особо важно подчеркнуть, держится этот максимум довольно долго — в течение почти десяти часов после вспышки. В последнем случае максимум световой кривой $E(2800)$ может и не наблюдаться вообще, если к тому времени произойдет очередная вспышка.

Проведенные выше расчеты выполнены при допущении, что концентрация вещества в хромосфере (n_*) в поствспышечный период сохраняется на постоянном уровне. Это допущение, однако, представляется маловероятным. Максимальную концентрацию вещества в хромосфере мы будем иметь, очевидно, в момент вспышки, вследствие выноса и рассеяния по всей хромосфере некоторого количества газового вещества. Однако по мере успокоения последней вспышки хромосфера не может не испытывать частичного разрежения и, следовательно, частичного падения общей концентрации. Учет этого обстоятельства отодвигает максимумы на рис. 10.9 еще дальше от момента вспышки, затягивая тем самым период высвечивания с максимальной интенсивностью в линиях магния.

Еще одно свойство приведенных световых кривых: все максимумы (точки M), независимо от их местонахождения (в шкале времени), соответствуют одной и той же электронной температуре, а именно, $17\,500 \text{ K}$. Восходящая часть световой кривой (левее максимума) соответствует хромосфере с $T_e > 17\,500 \text{ K}$, нисходящая часть — $T_e < 17\,500 \text{ K}$. И если максимум световой кривой магниево́й эмиссии так и не будет зафиксирован до появления следующей вспышки, то это означает, что электронная температура в хромосфере так и не достигла $17\,500 \text{ K}$ — она была все время больше.

В выбранной нами схеме расчетов магнeвая эмиссия отсутствует почти полностью в момент вспышки, когда $T_e \sim 100\,000\text{ K}$; при $t = 0$ имеем $E(2800\text{ MgII}) = 0$. Если все-таки наблюдения дают $E(2800) \neq 0$ при $t = 0$, то это будет означать, что есть некий глубокий внутренний слой хромосферы, до которого ионизирующее излучение комптоновского происхождения, падающее извне во время вспышки, все-таки не добирается. Эта "внутренняя" хромосфера сохраняет свое более или менее независимое существование, и именно ею обусловлено появление некоего минимального уровня хромосферной эмиссии в линиях магния. Разумеется, этот минимальный уровень может оказаться разным при разных вспышках в зависимости от мощности вспышки, вернее, от степени проникновения ионизирующего излучения до внутренней хромосферы.

Все, что было сказано выше, относится ко "внешней" хромосфере, накладывающейся на "внутреннюю" хромосферу. Вместе с тем лавинная доля эмиссии приходится, конечно, на "внешнюю" хромосферу.

Интенсивности эмиссионных линий водорода и ионизованного кальция обычно представляются в эквивалентных ширинах, и их кривые, как правило, поднимаются сразу и быстро после максимума вспышки. Но в данном случае рост эквивалентной ширины (а не интенсивности линии!) происходит совсем по другой причине: из-за быстрого падения уровня непрерывного спектра вспышки. К тому же этот рост относится к периоду самой вспышки, длившейся всего несколько минут или чуть дольше. Рассмотренный же нами выше рост магневой эмиссии имеет совсем иную природу и относится к поствспышечному периоду, когда уровень непрерывного излучения звезды постоянен. Само же явление роста эмиссии обусловлено другими, фундаментальными по своему характеру, процессами, протекающими в атмосферах (хромосферах) вспыхивающих звезд.

6. Кальциевая эмиссия в промежутках между вспышками

Поведение эмиссии в линиях H и K CaII в промежутках между вспышками должно представлять теперь уже определенный интерес: все-таки любопытно выяснить, чем оно отличается от поведения эмиссии в линиях магния. Количественно задача решается тем же способом, что и в случае магниевых линий. В частности, подлежат нахождению числовые значения X_{Ca}^+ — относительного количества ионов кальция n^+/n_0 в зависимости от электронной температуры T_e в тех же слоях атмосферы, где возбуждаются кальциевые линии. Имеем аналогично (10.13)

$$X_{Ca}^+ = \left(\frac{n^+}{n_0} \right)_{Ca} = \frac{1}{1 + \frac{D^+}{q^+} + \frac{q^{++}}{D^{++}}}, \quad (10.20)$$

где коэффициенты ударной ионизации q^+ и q^{++} , а также рекомбинации D^+ и D^{++} на этот раз относятся к ионам Ca^+ и Ca^{++} и даются следующими формулами [6]:

$$q^+(T_e) = 2,09 \cdot 10^{-10} T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{70900}{T_e}\right) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.21)$$

$$q^{++}(T_e) = 0,90 \cdot 10^{-10} T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{138000}{T_e}\right) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.22)$$

$$D^+(T_e) = 1,12 \cdot 10^{-13} (10^4/T_e)^{0,90} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (10.23)$$

$$D^{++}(T_e) = 6,78 \cdot 10^{-13} (10^4/T_e)^{0,80} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10.24)$$

В этих формулах не учтены поправки за диэлектронную рекомбинацию, обычно ощутимую при значениях T_e выше 10^5 К.

Кривая зависимости X_{Ca}^+ от T_e нанесена на рис. 10.7 прерывистой линией. Она оказалась гораздо уже, чем в случае ионов магния, и главное, сама кривая $n^+(Ca)$ отодвинута еще дальше от кривой $n_e(T_e)$; фактически при максимуме $n^+(Ca)$, что соответствует значению $T_e \approx 9500$ К, свободных электронов в хромосфере практически нет.

Отличие от того, что мы имели в случае магния, становится еще резче при переходе к рассмотрению излучательной способности в линиях кальция в зависимости от T_e , причем $E(Ca^+) \sim n^+(Ca) \cdot b_{12}(T_e) \cdot n_e(T_e)$; кривая этой функции нанесена на рис. 10.8 сплошной линией. Как видим, при внешнем сходстве обеих кривых, Ca^+ и Mg^+ , максимум в первом случае явно смещен в сторону меньших значений T_e и соответствует значению $T_e = 14500$ К, в отличие от Mg^+ , для которого $T_e = 17500$ К. Уже одно это обстоятельство свидетельствует о том, что в одной и той же среде, т.е. при одном и том же значении T_e , излучательная способность в линиях магния, с одной стороны, и в линиях кальция, с другой, не будет одинаково высокой. При падении электронной температуры в результате охлаждения хромосферы сперва наступит момент с $T_e \sim 17500$ К, и в это время излучательная способность в линиях Mg^+ будет максимальной (100%), а в линиях $Ca^+ \sim 75\%$ от максимальной (рис. 10.8). Охлаждение продолжается, и спустя некоторое время электронная температура достигнет уровня 14500 К; при этом излучательная способность в линиях Ca^+ будет максимальной (100%), а в линиях магния $\sim 45\%$.

Вопрос поэтому может быть поставлен так: каковы отношения объемных коэффициентов излучения магния $\mathcal{E}(Mg^+)$ и кальция $\mathcal{E}(Ca^+)$ при этих двух критических значениях электронной температуры — 17500 К и 14500 К. Имеем

$$\frac{\mathcal{E}(Mg^+)}{\mathcal{E}(Ca^+)} = \frac{n_{Mg}}{n_{Ca}} \frac{(n^+/n_0)_{Mg}}{(n^+/n_0)_{Ca}} \frac{\Omega_{Mg}}{\Omega_{Ca}} \frac{\exp(-51400/T_e)}{\exp(-36900/T_e)} \frac{\nu_{Mg}}{\nu_{Ca}}. \quad (10.25)$$

Здесь n_{Mg}/n_{Ca} — относительное содержание Mg и Ca, оно равно 18, а $\Omega_{Mg}/\Omega_{Ca} = 16,5/5,9 = 2,8$. Поэтому будем иметь

$$\frac{\mathcal{E}(Mg^+)}{\mathcal{E}(Ca^+)} = 70,9 \frac{(n^+/n_0)_{Mg}}{(n^+/n_0)_{Ca}} \exp(-14500/T_e), \quad (10.26)$$

где числовые значения n^+/n_0 достаточно взять с рис. 10.7 при заданном значении T_e .

Для двух критических значений T_e — когда $T_e = 17500$ К (магниева эмиссия максимальна) и $T_e = 14500$ К (кальциева эмиссия максимальна)

на) — будем иметь из (10.26) соответственно

$$\frac{\mathcal{E}(\text{Mg}^+)}{\mathcal{E}(\text{Ca}^+)} = 140 \quad \text{при } T_e = 17\,500 \text{ К},$$

$$\frac{\mathcal{E}(\text{Mg}^+)}{\mathcal{E}(\text{Ca}^+)} = 56 \quad \text{при } T_e = 14\,500 \text{ К}.$$

Все это в случае, когда зоны эмиссии Mg^+ и Ca^+ совпадают. В действительности эти зоны расположены на разных уровнях (зона кальциевой эмиссии находится ниже зоны магниевой эмиссии). К тому же существуют вертикальные градиенты T_e и n_e , которые нам неизвестны. Поэтому найденные значения $\mathcal{E}(\text{Mg}^+)/\mathcal{E}(\text{Ca}^+)$ следует считать предельными. Но и они значительно — на один-два порядка больше, чем дают наблюдения для отношения интенсивностей $h + k \text{ MgII}$ и $h + k \text{ CaII}$; оно порядка 4 — 5 [16]. Вызвано это расхождение, очевидно, тем, что хромосфера непрозрачна в магниевых линиях в гораздо большей мере, чем в линиях кальция.

Вернемся к нашей основной задаче — рассмотрению поведения эмиссии в линиях $h + k \text{ CaII}$ после вспышки звезды. В табл. 10.4 приведены значения относительного содержания ионов кальция $(n^+/n_0)_{\text{Ca}}$, а также относительные величины кальциевой эмиссии $E(h + k \text{ CaII})$ в зависимости от T_e . Числовые значения $n_e(T_e)$ при вычислениях взяты из табл. 10.1.

Комбинируя последний столбец табл. 10.4 с последними тремя столбцами табл. 10.3, можно построить кривые зависимости $E(h + k \text{ CaII})$ от времени t при трех значениях n_H ; эти кривые, аналогичные кривым рис. 10.9 для магниевой эмиссии, даны на рис. 10.10.

Какое можно сделать выводы из сопоставления рисунков 10.9 и 10.10? При общем внешнем сходстве обеих групп кривых (Mg^+ и Ca^+) расхождение между ними в количественном отношении существенное. Так, хотя в случае Ca^+ световые кривые имеют свои максимумы, однако эти максимумы наступают значительно позже и при значительно более низких величинах T_e , чем те, которые мы имели в случае магния. При $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$,

Таблица 10.4. Изменение кальциевой эмиссии $E(h + k \text{ CaII})$ в зависимости от электронной температуры T_e в хромосфере. $(n^+/n_0)_{\text{Ca}}$ есть доля ионов Ca^+ по отношению к полной концентрации атомов кальция

$T_e, \text{ К}$	$D^+ \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$D^{++} \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$q^+ \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$q^{++} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$\left(\frac{n^+}{n_0}\right)_{\text{Ca}}$	$E(h + k \text{ CaII})$
25000	0,49	3,26	$1,93 \cdot 10^{-9}$	$5,67 \cdot 10^{-11}$	0,0057	0,14
20000	0,60	3,89	$0,85 \cdot 10^{-9}$	$1,27 \cdot 10^{-11}$	0,030	0,46
15000	0,78	4,90	$2,30 \cdot 10^{-10}$	$1,10 \cdot 10^{-12}$	0,308	1,0
12500	1,06	5,67	$8,04 \cdot 10^{-11}$	$1,61 \cdot 10^{-13}$	0,778	0,58
10000	1,12	6,78	$1,74 \cdot 10^{-11}$	$9,14 \cdot 10^{-15}$	0,980	0,04
8000	1,37	8,10	$2,64 \cdot 10^{-12}$	$2,59 \cdot 10^{-16}$	0,950	—
6000	1,77	12,20	$1,19 \cdot 10^{-13}$	$7,43 \cdot 10^{-19}$	0,402	—

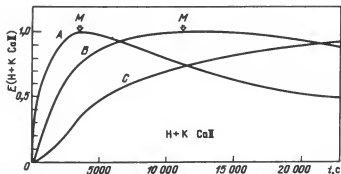


Рис. 10.10. Расчетные световые кривые для кальциевой эмиссии $E(H+K CaII)$ для трех случаев концентрации водородных атомов n_H в хромосфере: 10^{11} см^{-3} (A), $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (B) и 10^{10} см^{-3} (C). В максимумах (M) $T_e = 14\,500 \text{ K}$, справа от максимумов $T_e < 14\,500 \text{ K}$ на любой точке световой кривой, слева – $T_e > 14\,500 \text{ K}$

например, максимум магниевых линий наступает спустя примерно $\Delta t = 20$ минут после вспышки, а максимум кальциевой эмиссии – спустя примерно час. При других значениях n_H картина выглядит следующим образом:

$n_H, 10^{10} \text{ см}^{-3}$	Время Δt (в часах после вспышки) наступления максимума в линиях MgII и CaII	
	MgII	CaII
10	0,28	1,0
3	0,84	3,0
1	2,8	10,0

Далее, чем больше концентрация хромосферы n_H , тем раньше наступают максимумы линий MgII и CaII, сохраняя, однако, последовательность. Если промежуток между вспышками порядка нескольких часов и за это время будет наблюдаться максимум кальциевой эмиссии, то это явится свидетельством высокой плотности в хромосфере. Вообще шансы на "поймку" максимума кальциевой эмиссии малы, наблюдение же максимума магниевой эмиссии вероятнее.

Что касается причины того, почему а) максимумы кальциевой эмиссии наступают позже максимумов магниевой эмиссии и б) максимумы кальциевой эмиссии гораздо протяженнее, физически понятно: оба потенциала – ионизации и возбуждения – у кальция ниже по сравнению с соответствующими значениями для магния. В результате благоприятные условия возбуждения кальциевых линий наступают не только при сравнительно низких значениях T_e ($\sim 14\,000 \text{ K}$), но и тогда, когда само изменение T_e сильно замедленно (см. рис. 10.6) по сравнению с тем, что происходит при оптимальной для магниевой эмиссии температуре, т.е. при $17\,000 - 18\,000 \text{ K}$.

Аналогично рис. 10.9 максимумы световых кривых кальциевой эмиссии (точка M на рис. 10.10), независимо от своего местонахождения и мощи-

ности вспышки, всегда соответствуют одному и тому же значению T_e , а именно, $T_e = 14\,500\text{ К}$. Участок кривой правее от этого максимума соответствует значению $T_e < 14\,500\text{ К}$, левее $T_e > 14\,500\text{ К}$.

7. Об одном методе определения концентрации в хромосферах вспыхивающих звезд

Выводы, сделанные в двух последних параграфах, позволяют предложить метод нахождения концентрации вещества (водородных атомов) в хромосферах вспыхивающих звезд. Этот метод основан на следующем соображении: при заданной концентрации n_* в хромосфере существует определенный промежуток времени Δt , считая с момента максимума оптической вспышки, за который интенсивность магневой или кальциевой эмиссии достигает максимального значения (см. рис. 10.9 и 10.10). Следовательно, в случаях, когда удастся наблюдать или фиксировать максимум световой кривой магневой или кальциевой эмиссии, разумеется, до наступления следующей вспышки, мы можем найти n_* только по наблюдаемой величине Δt . Если следующая вспышка наступит раньше и максимум линий MgII или CaII не будет зафиксирован, то мы найдем лишь верхнее значение n_* .

Исходя из полученных выше теоретических результатов, нетрудно найти искомую зависимость между n_* и Δt в количественном виде; ее графики для линий MgII и CaII представлены на рис. 10.11. Как следует из этих кривых, чем раньше наступает максимум эмиссии в указанных линиях, тем больше концентрация вещества в хромосфере и наоборот. Что касается разницы времени $\Delta t(\text{CaII})$ и $\Delta t(\text{MgII})$, то она тем больше, чем меньше n_* , хотя отношение $\Delta t(\text{CaII})/\Delta t(\text{MgII})$ постоянно и равно 3,5, т.е. максимум магневой эмиссии наступает примерно в три-четыре раза раньше максимума эмиссии в линиях кальция.

Заметим, что синхронные наблюдения световых кривых MgII и CaII и фиксация обоих моментов, $t_0(\text{MgII})$ и $t_0(\text{CaII})$, в смысле нахождения дополнительных параметров хромосферы и новой информации не дают; они лишь могут уточнить полученные результаты по n_* . Ввиду того, что мак-

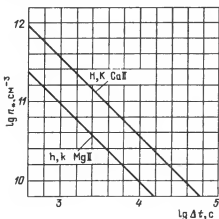


Рис. 10.11. К задаче о нахождении концентрации водородных атомов в хромосфере вспыхивающей звезды n_* по величине Δt — времени наступления максимумов световых кривых эмиссий MgII и CaII : зависимость n_* от Δt

Таблица 10.5. Концентрация водородных атомов n_* в хромосферах ряда вспыхивающих звезд, найденная методом максимума на световой кривой эмиссии K CaII

Звезда	Дата вспышки	Δt , с	n_* , см^{-3}
YY Gem	31.X.71	3600	10^{11}
	4.IX.71	2100	$2 \cdot 10^{11}$
EQ Peg	3.IX.71	1800	$2 \cdot 10^{11}$
	10.XI.71	840	$4 \cdot 10^{11}$
EV Lac	5.IX.71	1260	$3 \cdot 10^{11}$
UV Cet	11.XI.71	720	$0,5 \cdot 10^{12}$

симум световой кривой выражен куда резче в случае MgII, чем в случае CaII, точность нахождения Δt по магниевым линиям, следует думать, будет гораздо выше.

Применим описанный способ к вспышкам YY Gem и EQ Peg, световые кривые в линии K CaII которых были приведены на рис. 10.4. В данном случае $\Delta t = 60$ мин, и $\Delta t = 30$ мин соответственно, что дает (см. рис. 10.11): $n_* = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для YY Gem и $n_* = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для EQ Peg. Слабо выраженный максимум при $\Delta t \approx 1200$ с был обнаружен на световой кривой K CaII во время одной вспышки EV Lac (5.IX.71); в этом случае $n_* = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Имеется еще несколько случаев, когда максимумы не были обнаружены; в таких случаях можно дать лишь оценку нижнего значения n_* . Сводка всех этих данных представлена в табл. 10.5.

Описанный метод, вероятно, трудно будет применить в отношении звезд, частота вспышек которых очень высока. В первую очередь это относится к самой UV Cet; она вспыхивает чуть ли не с интервалами по 10 минут. Поскольку маловероятно, чтобы концентрация вещества в ее хромосфере была больше 10^{12} см^{-3} , что соответствует интервалу между вспышками порядка часа, максимумы световых кривых MgII и CaII у этой классической вспыхивающей звезды будут наблюдаться крайне редко, а может быть, и совсем не будут.

8. Поведение водородной эмиссии после вспышки

Водородная эмиссия как в линиях, так и в континууме пропорциональна n_e^2 . Это в первом приближении. Более строго она пропорциональна $n_e^2 C(T_e)$, где $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации протонов со свободными электронами.

Электронная концентрация максимальна в момент вспышки, когда электронная температура порядка 100 000 К. После вспышки, по мере охлаждения хромосферы, т.е. по мере падения T_e , уменьшается n_e , причем очень быстро — по экспоненциальному закону. Множитель $C(T_e)$, наоборот, медленно растет по мере уменьшения T_e . В результате произведение $n_e^2 C(T_e)$ должно иметь максимум. Этот максимум может наступать как в период самой вспышки, так и после ее полного замирания; первое — при высоких плотностях хромосферы n_* , второе — при низких. От плотности

Таблица 10.6. Световая кривая $E(H_\beta)$ эмиссии в линии H_β водорода для трех значений концентрации водородных атомов n_* в хромосфере (см^{-3}).
Интенсивность принята за единицу в максимуме (при $T_e = 25\,000\text{ K}$).
Время t исчисляется с момента максимума вспышки ($t = 0$)

$T_e, \text{ K}$	$\frac{n_e}{n_*}$	$C(T_e) \times 10^{-13}$	$E(H_\beta)$	$t, \text{ c}$		
				$n_* = 10^{12}$	$n_* = 10^{11}$	$n_* = 10^{10}$
100 000	1	0,692	0,32	0	0	0
80 000	1	0,831	0,38	1	7	70
60 000	1	1,055	0,49	2	20	200
40 000	1	1,456	0,67	5	49	490
30 000	1	1,960	0,90	8	83	830
25 000	0,99	2,220	1,00	17	174	1740
20 000	0,90	2,477	0,92	47	470	4710
15 000	0,35	3,066	0,18	320	3200	$3,2 \cdot 10^4$
10 000	0,018	4,120	0,0006	35000	$3,5 \cdot 10^5$	$> 10^6$

хромосферы зависит также быстрота спада водородной эмиссии в пост-вспышечный период. В итоге будем иметь целое семейство световых кривых водородной эмиссии; оно представлено в табл. 10.6 и более подробно показано на рис. 10.12 (приведены только нисходящие ветви). При вычислениях числовые значения функции $C(T_e)$ взяты из [7], а значения $n_e(T_e)$ — из табл. 10.1. Эти кривые справедливы для любой водородной линии H_i , а также для балмеровского континуума. Судя по этим кривым, любой темп спада — от очень крутого (когда n_* велико) до крайне медленно-плавного (когда n_* мало) — возможен у любой водородной эмиссионной линии. Заметим, что в отличие от световых кривых магниевой и кальциевой эмиссий максимумы в случае водородной эмиссии (точки M в интервале между стрелками на рис. 10.12) находятся сравнительно недалеко от момента вспышки. Впрочем, так и должно быть, поскольку природа возникновения максимумов на световых кривых водородной эмиссии совершенно иная и не имеет ничего общего с возникновением максимумов на световых кривых магниевой или кальциевой эмиссий.

А что дают наблюдения? Обычно у вспыхивающих звезд интенсивности той или иной эмиссионной линии представляются в эквивалентных ширинах $W(H_i)$. Для известных случаев $W(H_\beta)$ действительно сперва растет, часто довольно резко, достигая максимума спустя некоторое время. Однако этот рост $W(H_\beta)$ вызван главным образом быстрым спадом интенсивности вспышки в непрерывном спектре. Это, конечно, верно. Но, после перехода от $W(H_\beta)$ к $E(H_\beta)$, как это было сделано в § 2 настоящей главы, выяснилось, что рост интенсивности эмиссионной линии после максимума вспышки и даже после полного исчезновения непрерывной эмиссии реально имеет место. Такая картина находится в согласии с теоретическим предсказанием. Поэтому у нас есть основание утверждать, что по крайней мере заключительный участок восходящей ветви световой кривой, до макси-

му водородной эмиссии, действительно является результатом охлаждения — прогрессивного падения электронной температуры среды. Имея в виду полную очевидность теоретических выкладок, сделанный вывод можно перефразировать: факт увеличения эквивалентной ширины (интенсивности) водородной линии в поствспышечный период является наблюдательным доказательством того, что быстрое и монотонное охлаждение хромосферы после вспышки действительно происходит.

Момент максимума водородной эмиссии все-таки фиксируется далеко недостаточно точно, и поэтому определение концентраций в хромосфере по методу максимума, как это было сделано в случае кальциевых линий, в данном случае не может дать надежных результатов. К этому следует добавить неопределенности, связанные с задержкой — многократным рассеянием — водородных фотоионов в хромосфере из-за сильной непрозрачности последней в спектральных линиях водорода (оптическая толщина $\sim 10^3 - 10^4$).

Что касается нисходящей ветви световой кривой водородной эмиссии, то здесь возможны самые разные наклоны — разные скорости падения интенсивности линии, в зависимости от плотности хромосферы n_* . И в этом случае каждая точка на нисходящей ветви соответствует определенной электронной температуре, начиная с $T_e = 25\,000\text{ К}$ в максимуме (точка M) и $T_e < 25\,000\text{ К}$ в отдельных точках, причем тем меньше, чем дальше эта точка от максимума, т.е. чем меньше относительная интенсивность линии E_i (в долях интенсивности в максимуме). Более определенно зависимость T_e от E_i/E_{\max} приведен графически на рис. 10.8, наряду с аналогичными кривыми для MgII и CaII .

Рис. 10.8 представляет интерес и в другом отношении. Прежде всего, из него следует невозможность появления всех трех групп эмиссионных

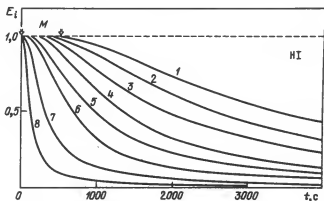


Рис. 10.12. Теоретические световые кривые водородной эмиссии (в линиях или в континуумах) в поствспышечный период (показаны только нисходящие ветви). Горизонтальная ось — время в секундах ($t = 0$ на максимуме оптической вспышки), вертикальная — относительная интенсивность E_i водородной линии H_i (в максимумах, т.е. в точках M , имеем $E_i = 1$). Кривые построены для следующих значений n_* (в единицах 10^{10} см^{-3}): 4 (1), 6 (2), 7,5 (3), 10 (4), 15 (5), 20 (6), 40 (7) и 100 (8)

линий — MgII , CaII и HII — одновременно с максимальной интенсивностью; всегда при заданном значении T_e одна из этих групп будет преобладающей. Начиная с высоких температур и до $\sim 25\,000\text{ K}$ самыми сильными должны быть водородные линии, а линии MgII и CaII вначале даже не должны наблюдаться, но потом, при $T_e \approx 20\,000$, они появляются с силой примерно 10% максимальной интенсивности. При $T_e \sim 15\,000\text{ K}$ магниевые линии преобладают над водородными, а линии кальция должны быть вблизи максимума. Область низких температур, $T_e \sim 13\,000\text{ K}$, принадлежит кальциевой эмиссии; линии MgII и HI хотя и будут видны, но в сильно ослабленном виде.

Вернемся к таблице 10.6: из нее следует, что в момент максимума вспышки ($t = 0$, $T_e = 100\,000\text{ K}$) водородная эмиссия в отличие от эмиссий в линиях MgII и CaII не исчезает совсем — она еще составляет одну треть (0,32) от максимально возможного значения водородной эмиссии, которая наступит позднее, когда T_e спустится до $\sim 25\,000\text{ K}$. Этот вывод находится в полном согласии с наблюдениями, утверждающими, что всегда, без исключения, в момент вспышки происходит усиление водородных эмиссионных линий, т.е. усиление уже существующих линий.

9. Еще раз о плотности в хромосферах вспыхивающих звезд

Тот факт, что наклон нисходящей ветви световой кривой водородной эмиссии оказался зависящим от плотности водородных атомов n_+ , предоставляет еще одну возможность для нахождения n_+ путем простого сопоставления — сплечения — наблюдаемых световых кривых с теоретическими. Так появляется еще один метод — метод "световых кривых водородной эмиссии" для нахождения концентрации хромосфер вспыхивающих звезд.

Практическое применение указанного метода требует только одной лишь подготовительной операции — более или менее аккуратный переход

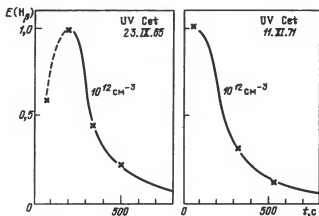


Рис. 10.13. Сопоставление наблюдаемых световых кривых эмиссии в линии H_β (крестики) с расчетными (сплошные линии) для двух вспышек UV Ceti, имевших место 23.IX.65 [3] и 11.XI.1971 г. [2]. Расчетные световые кривые в обоих случаях соответствуют значению $n_+ = 10^{12}\text{ см}^{-3}$

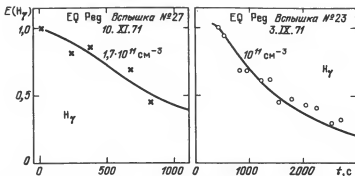


Рис. 10.14. Сопоставление наблюдаемых световых кривых эмиссии в линии H_γ (крестики и кружки) с расчетными (сплошные линии) для двух вспышек EQ Peg. Расчетные кривые соответствуют значениям $n_e = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (вспышка № 27) и $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (вспышка № 23)

от эквивалентных ширин эмиссионной линии к ее интенсивности (в относительной шкале). Впрочем, можно обойтись и без такого перехода, если ограничиться использованием достаточно удаленным от максимума вспышки участком световой кривой.

Наблюдаемые световые кривые в той или иной линии водорода неются уже для ряда вспышек звезд типа UV Cet; получены они главным образом Моффетом и Боллом [2] и Р.Е. Гершбергом и П.Ф. Чугайновым [3]. На рис. 10.13 приведены результаты наблюдений двух вспышек UV Cet в линии H_β с большим интервалом времени между обоими наблюдениями (шесть лет). И, несмотря на это, спад интенсивности линии H_β после максимума в обоих случаях оказался одинаково быстрым. Более того, расчетная световая кривая, полностью совпадающая с наблюдениями, в обоих случаях оказалась соответствующей значению $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это определение отличается от значения n_e , найденного методом максимума кальциевой световой кривой, всего в два раза (табл. 10.5). Пользуясь рис. 10.8, можно найти электронную температуру на последних точках наблюдений; она оказалась равной 15 400 K во время первой вспышки (23.IX.65 [3]) и 14 300 K во время второй (4.XI.71 [2]).

На рис. 10.14 приведены результаты такого же сопоставления наблюдаемых световых кривых в линии H_γ (точки) с теоретическими световыми кривыми на этот раз для двух вспышек EQ Peg, зарегистрированных Моффетом и Боллом [2]. При этом наилучшее согласие получается при $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для вспышки № 23 и $n_e = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для вспышки № 27. Так как измерения были высокой точности и их число было большим, почти двукратная разница между обоими значениями n_e представляется нам реальной. Интересно заметить, что точно такая же разница получается между значениями n_e , найденными методом "кальция" для этих двух вспышек (см. табл. 10.5).

На рис. 10.15 приведена еще одна группа сопоставлений наблюдений с теорией, на этот раз для двух вспышек YY Gem (обе в линии H_β) и одной вспышки EV Lac — все по наблюдениям Моффетта и Болпа [2]. Для обеих

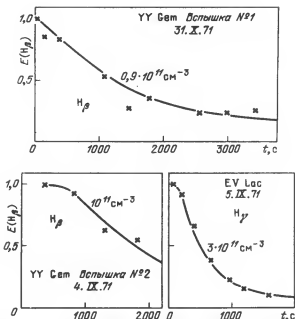


Рис. 10.15. Сопоставление наблюдаемых световых кривых эмиссии в водородных линиях (крестики) с расчетными (сплошные линии) для двух вспышек YY Gem и одной вспышки EV Lac. Расчетные кривые соответствуют значениям n_* , равным $0,9 \cdot 10^{11}$ и 10^{11} см^{-3} в случае YY Gem и $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в случае EV Lac

вспышек YY Gem (№ 1 и № 2) результаты оказались почти полностью совпадающими: $n_* = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (№ 2) и $0,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (№ 1). Метод "кальция" дает точно такой же результат. В случае же EV Lac согласие наблюдений (в линии $H\gamma$) с теорией получается при $n_* = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. То же самое дает метод "кальция" — $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Сводка всех этих результатов приведена в табл. 10.7. Из нее можно сделать ряд интересных выводов. В частности:

1. Существует удивительное постоянство в плотностях хромосфер для одной и той же звезды, вспышки которой зарегистрированы с интервалом времени от одного-двух месяцев до шести лет.

2. Величины n_* , найденные обоими путями — методом водородной световой кривой и методом максимума кальциевой эмиссии — оказались практически полностью совпадающими, что, вероятно, говорит об их надежности.

3. В большинстве случаев концентрации водородных атомов в хромосферах вспыхивающих звезд одинаковы и порядка 10^{11} см^{-3} . Исключение составляет пока UV Cet, для которой n_* оказалась на порядок больше и равна 10^{12} см^{-3} .

Тот факт, что значения n_* , найденные методом водорода и методом кальция, оказались одинаковыми, свидетельствует о возбуждении обеих этих групп эмиссионных линий скорее всего в одной и той же области в

хромосфере. Просто происходит своего рода смена "выработки": при высокой температуре хромосфера выступает как "водородная", а затем, когда температура падает, та же хромосфера, вернее, тот же слой в хромосфере становится "кальциевым".

В предпоследнем столбце таблицы 10.7 приведены величины электронной температуры, соответствующей последней точке (момент t_*) на световой кривой, определенные с помощью рис. 10.8. Фактически речь идет о минимально зафиксированной электронной температуре в пределах данной световой кривой (крайняя правая точка); напомним, что максимальное значение $T_e = 25\,000\text{ К}$ (крайняя левая точка).

Таким образом, световые кривые в водородных линиях наряду со всеми прочими дают нам еще одну однозначную информацию о концентрации вещества и электронной температуре на любом этапе температурной эволюции хромосферы вспыхивающей звезды.

Следует еще отметить доступность и простоту — в практическом отношении — метода "световой кривой водородной эмиссии". К тому же он не очень чувствителен в отношении точности наблюдений. В принципе, этот метод допускает возможность нахождения концентрации в хромосфере только по двум наблюдаемым точкам. Трудно усомниться, что применение этого метода при большом количестве наблюдательных световых кривых водородной эмиссии позволит накопить весьма ценный статистический материал, касающийся электронных температур и концентраций, а также их вариаций с течением времени в хромосферах.

И последний вопрос: можно ли применить только что рассмотренный метод к световой кривой кальциевой эмиссии? В принципе — да. Но весь вопрос заключается в том, что мы не располагаем световыми кривыми кальциевой эмиссии на нисходящем участке — после максимума. Уже не говоря о том, что световые кривые кальция получаются по понятным причинам крайне запутанными и недостаточно точными, в лучшем случае удается фиксировать на них положение максимума. Между тем в случае водородной эмиссии положение максимума световой кривой фиксируется далеко неуверенно (из-за близости к максимуму вспышки), но зато нисходящая ветвь записывается куда надежнее.

Таблица 10.7. Концентрация водородных атомов n_* в хромосферах вспыхивающих звезд, найденная методом световых кривых водородной эмиссии. Приведены также значения электронной температуры T_{\min} в момент t_* , соответствующий последней точке наблюдаемой световой кривой водородной эмиссии

Звезда	Дата вспышки	n_* , см^{-3}	T_{\min} , К	t_* , с
UV Cet	23.IX.65	$1 \cdot 10^{12}$	15400	500
	11.XI.71	$1 \cdot 10^{12}$	14300	530
YY Gem	4.IX.71	$1 \cdot 10^{11}$	17600	1800
	31.X.71	$0,9 \cdot 10^{11}$	15800	3200
EQ Peg	10.XI.71	$1,7 \cdot 10^{11}$	17100	800
	3.IX.71	$1 \cdot 10^{11}$	16200	2500
EV Lac	5.IX.71	$3 \cdot 10^{11}$	14000	1600

В свете всего изложенного особые надежды следует возлагать на световые кривые магниевой эмиссии в линии 2800 MgII. Впечатление такое, что в этом случае будут совмещены лучшие свойства обеих световых кривых — водородной и кальциевой.

10. Эмиссия в гелиевых линиях

В отличие от резонансных линий h и k MgII и H и K CaII, которые возбуждаются непосредственно электронными ударами, эмиссионные линии субординатной серии нейтрального гелия 4471 HeI, 4026 HeI, наиболее часто наблюдаемые у вспыхивающих звезд во время вспышек, возбуждаются путем обычной флуоресценции, т.е. происходит ионизация из основного состояния, затем каскадные переходы сверху вниз. Ионизация гелия в самом начале, в момент максимума вспышки, осуществляется под действием ионизирующего излучения (см. § 17, гл. 9), затем, в поствспышечный период, — электронными неупругими столкновениями до тех пор, пока электронная температура поддерживается на нужном уровне.

На рис. 10.16 приведены теоретические световые кривые эмиссии в линиях однажды ионизованного гелия (4471, 4026 HeI). Построены эти кривые тем же способом, что и световые кривые линий магния, кальция и пр. При этом, имея в виду очень высокое значение для потенциала дважды ионизованного гелия, достаточно ограничиться рассмотрением только двух состояний — нейтрального и однажды ионизованного, причем ионизация гелия в поствспышечном периоде осуществляется исключительно электронными столкновениями. Соответственно доля ионов гелия n^+ находится из соотношения

$$X_{\text{He}}^+ = \left(\frac{n^+}{n_0} \right)_{\text{He}} = \frac{1}{1 + D^+/q^+}, \quad (10.27)$$

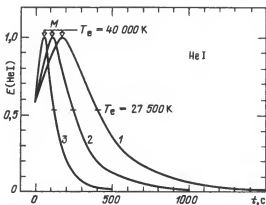


Рис. 10.16. Теоретические световые кривые в линиях флуоресцентного происхождения однажды ионизованного гелия (4471 HeI, 4026 HeI), рассчитанные для трех значений n_e : $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (1), $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (2) и 10^{11} см^{-3} (3)

Таблица 10.8. Эмиссия в гелиевых линиях $E(\text{HeI})$ в зависимости от электронной температуры в хромосфере T_e и в разное время t ее охлаждения.

$(n^+/n_0)_{\text{He}}$ — доля ионов He^+ по отношению к полной концентрации гелия n_0 , n_0 — концентрация водородных атомов в хромосфере в см^{-3}

T_e, K	$D^+, 10^{13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$q^+, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$\left(\frac{n^+}{n_0}\right)_{\text{He}}$	$\frac{n_e}{n_0}$	$E(\text{HeI})$	$t, \text{с}$	
						$n_0 = 3 \cdot 10^{10}$	$n_0 = 10^{11}$
100 000	0,94	$3,49 \cdot 10^{-10}$	1	1	0,56	0	0
80 000	1,09	$1,81 \cdot 10^{-10}$	1	1	0,65	21	7
60 000	1,32	$5,84 \cdot 10^{-11}$	0,99	1	0,77	66	20
50 000	1,46	$2,32 \cdot 10^{-11}$	0,98	1	0,87	105	32
40 000	1,73	$6,23 \cdot 10^{-12}$	0,97	1	1,00	163	50
30 000	2,08	$3,87 \cdot 10^{-13}$	0,65	1	0,80	277	83
25 000	2,35	$5,20 \cdot 10^{-14}$	0,18	0,99	0,25	580	174
20 000	2,73	$2,64 \cdot 10^{-15}$	0,01	0,90	0,014	1570	470

где n_0 — концентрация атомов гелия, D^+ — коэффициент рекомбинации

$$D^+(T_e) = 4,3 \cdot 10^{-13} \left(\frac{10^4}{T_e} \right)^{0,67} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (10.28)$$

согласно [9], а скорость ионизации электронными столкновениями $q^+(T_e)$ дается соотношением [10]

$$q^+(T_e) = 10^{-8} \frac{5,68}{\beta + 0,48} \left(\frac{\beta}{1 + \beta} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{287000}{T_e} \right) \quad (10.29)$$

для случая $T_e \geq 40\,000 \text{ K}$ ($\beta = 287\,000/T_e$) и соотношением

$$q^+(T_e) = 3,20 \cdot 10^{11} T_e^{1/2} \exp(-287\,000/T_e) \quad (10.30)$$

для $T_e \leq 40\,000 \text{ K}$. Формула (10.30) выведена по аналогии со сходной формулой для Mg^+ [5], с использованием известного значения сечения ионизации электронными ударами для пороговых значений [11].

Найденные с помощью приведенных соотношений чистовые значения $(n^+/n_0)_{\text{He}}$ для ряда значений T_e представлены в табл. 10.8. В сочетании с расчетными значениями n_e/n_0 (пятый столбец) и D^+ (второй столбец) можно найти отсюда интенсивности (объемные коэффициенты излучения) в той или иной линии ионизованного гелия, т.е. величину $E(\text{HeI}) \sim (n^+/n_0)_{\text{He}}(n_e/n_0)$ в зависимости от T_e ; они приведены в шестом столбце табл. 10.8. Теперь, в зависимости от того, какова концентрация n_0 в хромосфере, данное значение $E(\text{HeI})$ мы будем иметь в разное время t , считая с момента максимума вспышки; они приведены в последних двух столбцах табл. 10.8 для двух значений n_0 . По сути дела, зависимость $E(\text{HeI})$ от t и есть световые кривые, приведенные на рис. 10.16.

Судя по этим кривым, эффективная продолжительность свечения в линиях гелия крайне мала — порядка 8 — 10 мин при $n_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и 2 — 3 мин при $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

А что дают наблюдения? Наиболее надежные результаты по наблюдению гелиевых линий во время вспышек звезд типа UV Cet были получены Моффеттом и Боппом [2]. При этом они установили следующее:

а) Гелиевая линия появляется в эмиссии, как правило, всегда вблизи максимума вспышки.

б) Продолжительность гелиевой эмиссии порядка или даже несколько меньше продолжительности вспышки в непрерывном излучении. Более конкретно данные для четырех вспышек следующие:

Звезда	Дата вспышки	Гелиевая линия	Продолжительность гелиевой эмиссии (минуты)	Продолжительность вспышки (минуты)
UV Cet	11.XI.71	4471 HeI	5	~ 5
UV Cet	12.XI.71	4471 HeI	3,2	~ 6
EV Lac	5.XI.71	4471 HeI	3,5	~ 7
YY Gem	31.X.71	4026 HeI	3,5	~ 30

В последнем случае (YY Gem) речь идет о продолжительности растянувшейся и монотонно гаснущей вспышки, в действительности длительность основной фазы вспышки была порядка 5 – 6 минут.

Обращает на себя внимание одно обстоятельство, связанное со звездой UV Cet. Для нее выше было найдено $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, чему соответствует расчетная продолжительность гелиевой эмиссии около 30 с – почти на порядок меньше наблюдаемой величины. Это расхождение легко устранить, допустив возможность очень высокой первоначальной электронной температуры, например, порядка 150 000 К в момент вспышки, что существенно растянет температурный интервал гелиевой эмиссии, либо отнеся генерацию гелиевой эмиссии к верхним слоям хромосферы – туда, где плотность на порядок меньше, т.е. $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (ведь величина $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ была найдена по световой кривой водородной эмиссии).

Приведенные факты в сочетании с полученными выше теоретическими результатами позволяют сделать следующие выводы:

1. Предсказанные теорией небольшие продолжительности гелиевой эмиссии – порядка 3 – 5 минут – находятся в согласии с наблюдениями.

2. Продолжительность гелиевой эмиссии порядка (и во всяком случае не больше) продолжительности вспышки в непрерывном излучении.

3. Световая кривая гелиевой эмиссии практически вписывается в световую кривую общей вспышки.

4. В хромосферах вспыхивающих звезд, вероятно, существует стратификация – чередующиеся друг с другом зоны выделения эмиссии в различных спектральных линиях.

Что касается физической причины того, отчего мала продолжительность свечения гелиевой эмиссии, то она понятна: гелиевая эмиссия возможна лишь при условии, когда электронная температура в хромосфере выше 25 000 К (до 100 000 К). А температурная эволюция хромосферы от $T_e \approx 100\,000 \text{ К}$ до $T_e \approx 25\,000 \text{ К}$ происходит очень быстро – в течение ~ 10 мин, когда $n_e = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, и ~ 3 мин, когда $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При этом максимальный уровень эмиссии соответствует интервалу 100 000 – 40 000 К (см. табл. 10.8) или по шкале времени – продолжительности 1 – 2 мин.

Не так часто, даже очень редко, во время иных вспышек наблюдается линия дважды ионизованного гелия 4686 HeII (см. § 17, гл. IX). По отмеченным выше причинам продолжительность свечения в линии 4686 HeII должна быть еще меньше, а ее световая кривая еще уже по сравнению с тем, что мы имели в случае линий однажды ионизованного гелия.

11. Последовательность световых кривых в эмиссионных линиях

На рис. 10.17 приведена последовательность, своего рода сводка световых кривых в различных эмиссионных линиях — гелия, водорода, однажды ионизованных магния и кальция. Построен этот рисунок по полученным в предыдущих параграфах результатам, т.е. заимствованным по сути дела из рисунков 10.9, 10.10, 10.12 и 10.16. Все кривые соответствуют одной и той же концентрации вещества (водородных атомов) в хромосфере, а именно, $n_e = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Там же отмечены величины электронной температуры, при которой данная эмиссионная линия появляется с максимальной интенсивностью. Приведены также потенциалы возбуждения этих линий. Для сравнения сверху показана световая кривая обычной вспышки в непрерывном излучении. Масштаб времени (абсцисса) во всех случаях один и тот же, а интенсивности (ордината) представлены в относительной шкале (единица соответствует максимуму вспышки).

Приведенный рисунок-панорама позволяет составить ясное представление об относительном поведении важнейших эмиссионных линий в поствспышечный период вспыхивающей звезды. Тут и продолжительность свечения — крайне

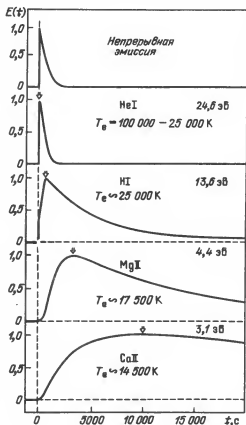


Рис. 10.17. Сводка теоретических световых кривых в линиях гелия, водорода, ионизованного магния и кальция. Последовательность сверху вниз определяется продолжительностью эмиссии. Шкала времени (горизонтальная ось) единая во всех случаях. Интенсивности (вертикальная ось) даны по отношению к максимуму. Все световые кривые рассчитаны для одного и того же значения концентрации вещества в хромосфере n_e ($3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Сверху показана обычная световая кривая вспышки в непрерывном спектре

малая в случае гелиевой эмиссии и неограниченно долгая в случае кальциевой эмиссии, и местонахождение максимумов (отмечены стрелкой), и характер разгорания до максимума и затухание после него. Особо впечатляет дрейф местонахождения (по времени) световых кривых в зависимости от потенциала данной линии; этот дрейф тем больше, чем меньше потенциал или температура возбуждения.

Все световые кривые оказались в полном согласии с наблюдениями, причем не только в качественном плане, но и количественно; в последнем случае мы получили возможность определить кое-какие физические параметры хромосферы (электронная температура, концентрация водородных атомов, электронная концентрация). Исключение составляет пока, из-за отсутствия наблюдательных данных, световая кривая ультрафиолетовых линий ионизованного магния; для этого надо вести длительные наблюдения одной и той же вспыхивающей звезды во внеатмосферных условиях.

Согласие теоретических световых кривых эмиссии в линиях с наблюдениями представляет интерес и с другой точки зрения, а именно: оно подтверждает справедливость допущений и преемственность исходных положений, лежащих в основе теории построения этих световых кривых. В частности, оказались достаточными:

1. Допущение об изотермичности и однородности хромосферы.
2. Допущения, лежащие в основе расчетов по термической эволюции хромосферы (см. рис. 10.5).
3. Допущения о стационарности хромосферы.

Согласие теории с наблюдениями является также подтверждением сделанных выше выводов о том, что:

а) Температура хромосферы в момент максимума вспышки очень высока, порядка 100 000 К;

б) охлаждение хромосферы сразу после вспышки происходит очень быстро — буквально в течение нескольких минут. Затем темп охлаждения резко снижается;

в) полученные на основе предложенной теории температурные кривые (рис. 10.5) близки к действительности.

Что касается гипотезы быстрых электронов, то ее "присутствие" кончается с затуханием основной вспышки. Все происходящее в хромосфере в поствспышечный период обусловлено обычными процессами ударной ионизации, ударного возбуждения, рекомбинации и пр. с атомами и ионами, совершенно без участия быстрых электронов хотя бы потому, что эти последние к тому времени успевают покинуть звезду. Единственное, что связывает поствспышечный период с этой гипотезой, — это исключительно высокие начальные электронные температуры, которые быстрые электроны действительно обеспечивают. Однако с формальной точки зрения такие высокие температуры в хромосфере во время вспышки, видимо, можно обеспечить и иными путями (и лишь при их отсутствии принять все это в качестве подтверждения гипотезы быстрых электронов...). Поэтому все полученные в настоящей главе результаты в известной степени представляют самостоятельный интерес и вместе с тем предельно независимы от гипотезы быстрых электронов.

12. Поведение слабых эмиссионных линий

Большая серия спектрограмм вспыхивающей звезды YZ CMi в сравнительно узком диапазоне длин волн — 5090 — 5350 Å, но с исключительно высоким разрешением — до 0,04 Å была получена Мочнаки и Шоммером [12] в 1978 г. на мощном телескопе (2,5 м) и с применением многокаскадных электронно-оптических усилителей. При этом были охвачены как спокойные, так и вспышечно-активные периоды этой в общем-то не очень типичной вспыхивающей звезды. Результаты этих наблюдений оказались весьма интересными.

Прежде всего, в указании диапазоне длин волн было обнаружено одиннадцать эмиссионных линий, ранее не наблюдавшихся в спектрах вспыхивающих звезд: их список приведен в табл. 10.9. Принадлежат эти линии нейтральному магнию, нейтральному и однажды ионизованному железу. Все эти линии оказались очень слабыми; эквивалентная ширина даже самой сильной линии — 5169 FeII — меньше 2 Å. Но информация, которую они дали, оказалась очень ценной. Так, сколько-нибудь заметной разницы в радиальных скоростях между эмиссионными линиями в момент вспышки и линиями поглощения в спокойном состоянии звезды, разницы, которая могла бы засвидетельствовать возможность крупномасштабного выброса газового вещества прочь от звезды, не было обнаружено.

Но самое главное в наблюдениях Мочнаки и Шоммера относится к поведению указанных эмиссионных линий металлов в поствспышечный период. Оказывается, многие из этих линий были наблюдаемы в течение 30 минут и даже до 2-х часов после вспышки, что во много раз превышает продолжительность самой вспышки в непрерывном спектре (~ 5 минут). Вероятно, продолжительность свечения в этих линиях еще больше — ведь речь идет об очень слабых линиях, наблюдать которые не так-то легко.

До сих пор мы знали, что балмеровские эмиссионные линии водорода затухают медленнее непрерывного спектра и что еще медленнее затухают эмиссионные линии ионизованного кальция. Теперь выясняется, что линии магния и железа затухают еще медленнее вышеуказанных линий. Тем самым мы получаем дополнительное подтверждение того, что во-первых, все эти эмиссионные линии действительно возбуждаются электронными столкновениями и, во-вторых, что первоначальная электронная температура в той среде, где формируются эти линии, должна быть очень высокой и что температурная эволюция хромосферы действительно существует.

Таблица 10.9. Слабые эмиссионные линии в интервале 5090 — 5350 Å в спектре вспышки YZ CMi

Длина волны Å	Отождествление	Эквивалентная ширина	Длина волны Å	Отождествление	Эквивалентная ширина
5167,322	MgI	1,0:	5270,360	Fel	0,2
5167,491	Fel	?	5316,609	FelI	0,5
5169,030	FelI	1,7	5316,777	FelI	0,1:
5172,684	MgI	0,8	5328,042	Fel	0,5
5183,604	MgI	0,8	5328,534	Fel	0,2:
5269,541	Fel	0,6			

13. Изменение ионизации в хромосфере

Мы уже знаем, что во время вспышки все эмиссионные линии усиливаются. В первую очередь это относится к линиям бальмеровской серии водорода. Знаем также, что во время вспышки появляются новые линии — линии гелия, например, — которых вообще не бывает в спокойном состоянии звезды, в промежутках между вспышками. В связи с этим возникает вопрос: что происходит на самом деле во время вспышки или, выражаясь несколько иначе, за счет чего происходит усиление эмиссионных линий или появление новых линий — в результате повышения электронной температуры в хромосфере, повышения эффективного объема (меры эмиссии) хромосферы или же и того и другого одновременно. Однозначного ответа на поставленный вопрос на основе анализа эмиссионных линий в видимой области спектра получить, оказывается, нельзя. Иначе обстоит дело, когда мы обращаемся к эмиссионным линиям в ультрафиолете. Мы имеем в виду, в частности, эмиссионные линии, принадлежащие разным ионам одного и того же элемента, а также возможность фиксации и измерения этих линий как во время вспышек, так и в промежутках между ними.

Допустим, мы наблюдаем увеличение общего числа ионов C^{+++} . В принципе, это может произойти, когда объем хромосферы, вернее переходной зоны, остается неизменным, но резко повышается электронная температура в среде; в этом случае рост числа ионов C^{+++} будет иметь место благодаря тому, что часть однажды и дважды ионизованных атомов углерода перейдет в состояние C^{+++} . Стало быть, при справедливости сделанного предположения усиление линий CIV должно сопровождаться ослаблением линий CIII, CII, CI. Наблюдения, однако, не подтверждают этого; в тех немногих пока случаях, когда удалось получить спектрограммы звезды как во время вспышки, так и в спокойном состоянии, усиление наблюдается во всех без исключения линиях, принадлежащих разным ионам одного и того же элемента. В качестве примера в табл. 10.10 приведены результаты "IUE" наблюдений по одной вспышке двух вспыхивающих звезд Prox. Cent. (20.VIII.80) [13] и Gl 867 A (11.IX.79) [14], а именно, величины потоков в той или иной эмиссионной линии (в диапазоне 1100–1900 Å) в момент вспышки (F_{t1}) и в спокойном состоянии (F_0) звезды. Как мы видим, усиление имеет место как в хромосферных линиях (CI, CII, OI, SiII), так и в линиях переходной зоны (CIII, CIV, SiIII, SiIV, HeII) — отношение F_{t1}/F_0 оказалось больше единицы без исключения во всех линиях. Это значит, что во время вспышки происходит увеличение эффективного объема или меры эмиссии как хромосферы, так и переходной зоны. Коль скоро усиливаются также линии нейтральных элементов (CI, OI), вывод о том, что рост меры эмиссии происходит вследствие появившегося во время вспышки дополнительного газового вещества, станет неизбежным. Именно появившегося — в результате выноса газового вещества с небольшой скоростью, ибо, как выделен в предыдущем параграфе, выброс этого вещества с параболической скоростью не наблюдается. Следовательно, часть этого вещества впоследствии падает на фотосферу. По сути дела, после вспышки происходит не только охлаждение (падение T_e), но и разрежение (уменьшение n_e) хромосферы. Очевидно, более корректное рассмотрение проблемы хромосферы вспыхивающих звезд должно учесть и это обстоятельство.

Т а б л и ц а 10.10. Наблюдаемые потоки (в единицах 10^{-14} эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$) в ультрафиолетовых эмиссионных линиях в спокойном состоянии (F_0) и во время вспышки (F_{Π}) двух вспыхивающих звезд: Proxima Centauri (20.VIII.80) и G1 867 A (11.IX.79)

Линия	Proxima Centauri		G1 867 A	
	F_0	F_{Π}	F_0	F_{Π}
1239 NV	8,0	38,4	10,6	14,1
1550 CIV	16,0	109,0	32,3	89,8
1400 SiIV	—	33,4	5,3	6,3
1640 HeII	5,0	17,5	26,3	33,6
1175 CIII	(4,0)	32,0	—	—
1893 SiII	—	3,9	—	—
1335 CII	6,0	28,3	15,6	32,6
1810 SiII	5,0	8,5	12,0	19,9
1561 CI	3,0	9,7	—	—
1657 CI	—	24,1	14,7	17,3
1305 OI	—	—	8,5	11,4

Что касается степени ионизации, то из самого факта усиления всех эмиссионных линий еще не следует, что она также повышается во время вспышки — здесь необходимо сопоставление иного рода. Ответ на поставленный вопрос можно получить, оказывается, обратясь к самому поведению отношения $F_{\Pi}(A^i)/F_0(A^i)$ в зависимости от i — степени ионизации. А это поведение, судя по данным табл. 10.11, весьма определенное — по крайней мере у линий, принадлежащих разным ионам углерода, а именно, отношение $F_{\Pi}(A^i)/F_0(A^i)$ тем больше, чем больше i , т.е. чем выше потенциал ионизации. Иначе говоря, относительный рост ионов C^{+++} заметно больше, чем, скажем, рост ионов C^+ , и еще больше, чем относительный рост числа нейтральных атомов C. По сути дела, выполняется условие $F_{\Pi}(A^{i+1})/F_{\Pi}(A^i) > 1$. Этот результат следует интерпретировать как доказательство того, что вспышка сопровождается всеобщим повышением

Т а б л и ц а 10.11. Степень усиления F_{Π}/F_0 ультрафиолетовых эмиссионных линий CIV, CIII, CII и CI во время вспышки звезд Прок. Сент. и G1 867 A (F_{Π} — поток в данной линии во время вспышки, F_0 — поток в спокойном состоянии звезды)

Линия	Потенциал ионизации, эВ	F_{Π}/F_0	
		Prox. Cent.	G1 867 A
1550 CIV	47,8	6,8	2,1
1175 CIII	24,4	(8)	—
1335 CII	11,3	4,7	2,0
1561 CI	0	3,2	—
1657 CI	0	3,0	1,2

степени ионизации, а следовательно, резким поступлением ионизирующего агента.

Таким образом, анализ интенсивностей ультрафиолетовых эмиссионных линий позволяет прийти к следующим выводам:

а) Во время вспышки происходит увеличение эффективного объема (меры эмиссии) как хромосферы, так и переходной зоны за счет выброшенного из недр звезды газового вещества.

б) Вспышка сопровождается общим повышением степени ионизации как в хромосфере, так и в особенности в переходной зоне в результате резкого повышения мощности ионизирующего агента.

Все эмиссионные линии имеют свои поствспышечные эмиссионные кривые, следовательно, интенсивности все время меняются. Это относится, естественно, и к упомянутым линиям C, Si, He и пр. Если бы ультрафиолетовые спектрограммы этих звезд были получены в иное время поствспышечного периода, то величины F_0 , а следовательно, отношения, F_{H}/F_0 оказались бы иными. Нетрудно убедиться, однако, что это обстоятельство ничуть не может повлиять на сделанные выше выводы.

14. Концентрация в хромосфере и частота вспышек взаимосвязаны?

Выше был сделан вывод о том, что вспышка сопровождается выносом газового вещества и что концентрация вещества в хромосфере наибольшая в момент вспышки, затем она монотонно падает. Фактически минимальную концентрацию в хромосфере мы будем иметь перед следующей вспышкой. Означает ли это, что чем больше частота вспышек, т.е. чем меньше промежуток между вспышками, тем больше должна быть в среднем концентрация вещества в хромосфере?

Для четырех звезд — UV Cet, EQ Peg, EV Lac и YY Gem, концентрации n_* в хромосферах которых были найдены различными способами (табл. 10.5 и 10.7), известны также частоты вспышек в U -лучах f_U (см. гл. 1, табл. 1.3). Сопоставление этих данных выглядит следующим образом:

	f_U , вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$	n_* , 10^{11} см^{-3}
UV Cet	4,9	10
EQ Peg	0,70	2
EV Lac	0,35	3
YY Gem	0,16	1

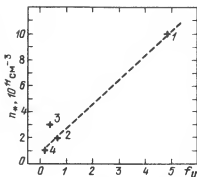
Как мы видим, зависимость между n_* и f_U все-таки существует, т.е. чем выше частота вспышек, тем в среднем больше концентрация вещества в хромосфере; более наглядно эта зависимость представлена в графической форме на рис. 10.18.

Конечно, по четырем точкам, к тому же неравномерно рассеянным, трудно говорить о характере этой зависимости, но если считать, что она линейная, то ее можно представить в следующем виде:

$$n_* = (0,7 + 1,9 f_U) 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (10.31)$$

Частота вспышек f_U представляет собой параметр, так или иначе поддающийся нахождению непосредственными наблюдениями, и он известен для многих звезд. Если есть уверенность, что условия регистрации вспышек

Рис. 10.18. Эмпирическая зависимость между концентрацией водородных атомов в хромосфере n_* и частотой вспышек в U -лучах f_U (штриховая линия). Крестиками обозначены наблюдения: 1 — UV Cet, 2 — EQ Peg, 3 — EV Lac, 4 — YY Gem. Вертикальная ось — концентрация n_* в единицах 10^{11} см^{-3} , горизонтальная — частота f_U в единицах вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$



у той или иной звезды не очень отличаются от тех, при которых регистрировались вспышки упомянутых выше четырех звезд, то с помощью формулы (10.31) легко можно найти концентрацию в хромосфере интересующей нас звезды, если для нее будет известна частота вспышек f_U в U -лучах. Этим требованиям более или менее удовлетворяют звезды, приведенные в табл. 1.3 и для которых известны f_U . На основе этих данных и формулы (10.31) было найдено, что n_* порядка $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для звезд CN Leo, Ross 614 и Wolf 424, т.е. по крайней мере хромосферы этих трех звезд аналогичны с хромосферой UV Cet. Почти на порядок меньше оказалась концентрация вещества в хромосферах AD Leo и EQ Her — для них $n_* = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. немногим больше, чем в случае YY Gem. Звезды же YZ CMi и Wolf 630 занимают промежуточное место; для их хромосфер получается $n_* \sim 2 - 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Имея в виду традиционную сложность проблемы нахождения концентрации вещества в хромосферах вспыхивающих звезд вообще, приходится отметить все-таки, что описанный способ является выходом из положения, уже не говоря о простоте и доступности самого метода.

Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы, касающиеся структуры и состояния хромосфер вспыхивающих звезд. Прежде всего, высокая плотность хромосферы объясняется, оказывается, частотой вспышек. Но по своим физическим характеристикам (масса, размеры) вспыхивающие звезды типа UV Cet не очень отличаются друг от друга. Поэтому следует полагать, что вертикальный градиент плотности вещества в хромосфере должен определяться главным образом средней турбулентной скоростью, а по сути дела — скоростью выноса вещества из глубинных слоев звезды, коль скоро происходит этот вынос со скоростью, намного меньшей параболической скорости отрыва. Если так, то турбулентная скорость должна быть в среднем больше в хромосферах звезд UV Cet, CN Leo, Wolf 424 и меньше у AD Leo, YZ CMi, EQ Her и др. Соответственно вертикальные градиенты n_* должны быть меньше у звезд первой группы и больше у второй. Похоже, что у вспыхивающих звезд существует определенная последовательность хромосфер, если иметь в виду физическую и кинематическую их неоднородность. Причем решающим фактором при этом является частота вспышек.

Кстати, из формулы (10.31) следует, что в случае хромосферы звезды с крайне низкочастотной вспышкой, т.е. когда $f_U \approx 0$, мы должны иметь

$n_* = 0,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Является ли эта величина минимальной для концентрации вещества хромосфер вспыхивающих звезд, не располагая дополнительными данными, сказать трудно.

15. О возможности открытия вспыхивающих звезд в их спокойном, вне вспышки, состоянии

Традиционный способ открытия вспыхивающих звезд в звездных агрегатах — многократное фотографирование звезд методом цепочек, пока случайно не удастся захватить ту или иную звезду в момент вспышки, — слишком трудоемок и требует огромных затрат времени. Вместе с тем для современной звездной космогонии крайне важно наличие возможно полной информации о реальной численности вспыхивающих звезд в агрегатах, находящихся на разных этапах формирования и развития. При таких условиях поиски путей открытия или обнаружения вспыхивающих звезд в их спокойном, вне вспышки, состоянии могут представить исключительный интерес.

Один такой способ описан в [15, 16]. Основан он на одном весьма примечательном факте: линия 2800 MgII является самой сильной эмиссионной структурой в звездных спектрах как в ультрафиолете, так и в оптическом диапазоне. Эмиссия в 2800 MgII всегда сильнее эмиссии в лайман-альфа линии водорода (L_α): отношение $Q = F(\text{MgII})/F(L_\alpha)$ порядка 4 — 5, например, у Солнца и заключено в пределах 2 — 20 у других звезд [17]. Эмиссии 2800 MgII в 2 — 10 раз сильнее кальциевой эмиссии в линиях H и K.

Далее, как мы видели выше (§ 5), по своей макроструктуре ожидаемая световая кривая магниевой эмиссии должна представить собой зеркальное отображение обычной световой кривой вспышки. По сути дела, в случае магниевой эмиссии мы должны наблюдать не вспышку в обычном ее понимании, а скорее всего нечто вроде антивспышки — резкий спад эмиссии MgII в момент оптической вспышки и постепенное разгорание этой эмиссии после ее замирания.

Коль скоро вспыхивающая звезда может оставаться в состоянии вспышки в эмиссионных линиях MgII практически в течение всего промежутка времени между двумя последовательными вспышками в оптических лучах, то фотографируя спектр такой звезды через объективную призму низкой дисперсии, мы должны обнаружить точное и достаточно плотное изображение звезды на ультрафиолетовом конце ее спектра, в том месте, где должна быть линия 2800 MgII. При определенных условиях точное изображение звезды в линиях MgII может оказаться отделенным от коротковолнового конца ее спектра; в этом случае будем иметь изображение "магниевой" хромосферы в чистом виде, сфотографированной на почти темном фоне. Добиться такой ситуации будет нетрудно, поскольку речь идет о звездах класса M. Ко всему этому следует добавить, что ожидаемая мощность магниевой эмиссии, т.е. отношение $R_{\text{Mg}} = F(\text{MgII})/F_{\text{bol}}$ у вспыхивающих звезд в агрегатах будет такая же, как и у звезд типа T Тельца ($R_{\text{Mg}} \sim 10^{-3}$), т.е. на один-два порядка больше, чем у обычных звезд ($R_{\text{Mg}} \sim 10^{-5}$).

Таким образом, для детектирования вспыхивающих звезд в агрегатах описанным методом — "методом магния" — необходимо сфотографировать этот агрегат с помощью широкоугольного телескопа, снабженного кварце-

Таблица 10.12. Комбинации относительного поведения
эмиссионных линий H I, Mg II и Ca II в разное время
после вспышки в спектрах вспыхивающих звезд
(составлено по рис. 10.17 для случая $n_* = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$)

Комбинация	Эмиссия в линиях			Время после вспышки, ч
	H I	h + k Mg II	H + K Ca II	
I	Спад, 1% мин	Подъем резкий, 5% мин	Подъем быстрый 3% мин	~ 0,5
II	Спад, 0,8% мин	Постоянный уровень	Подъем медленный 0,8% мин	~ 1
III	Спад, 1% мин	Спад, 0,5% мин	Постоянный уровень	~ 3—4
IV	Спад, 0,4% мин	Спад, 0,4% мин	Спад медленный 0,1% мин	~ 10

вой объективной призмой низкой дисперсии. Располагая серией таких снимков, полученных с различным временем экспозиции, нетрудно по плотности изображения линии 2800 Mg II обнаружить на них вспыхивающие звезды, а также звезды типа Т Тельца. Разумеется, практическое применение описанного метода требует выноса такого телескопа ("телескоп Mg II") за пределы земной атмосферы.

Принципиально новую возможность для решения поставленной проблемы — обнаружения вспыхивающих звезд в их спокойном состоянии — предоставляют результаты, полученные в настоящей главе. Речь идет, в частности, о поствспышечном поведении эмиссионных линий H I, Mg II и Ca II; оно оказалось взаимосвязанным и выступает во вполне определенных комбинациях в зависимости от того, сколько времени прошло после вспышки. При этом имеется в виду как знак (спад или рост), так и темп (медленный и быстрый) изменений интенсивностей каждой из этих групп линий. Так, если мы случайно увидим звезду спустя 30 минут после вспышки, разумеется, ничего не зная об этом, и получим последовательно две спектрограммы в течение, например, одного часа, то мы должны обнаружить: спад интенсивности водородных линий примерно в размере 1% в минуту, резкое усиление магниевых линий со скоростью ~ 5% в минуту и быстрое усиление кальциевых линий примерно с такой же скоростью, ~ 4% в минуту. Иная комбинация будет, если спектрограммы будут получены спустя 10 часов, а именно: спад линий Mg II и H I со скоростью ~ 0,4% в минуту и медленный спад линий Ca II со скоростью ~ 0,1% в минуту. Некоторое представление об ожидаемой картине и о возможных комбинациях в интервале времени от 0,5 до 10 часов можно получить из схемы-прогноза, представленной в табл. 10.12.

Таблица 10.12 составлена на основе рис. 10.17, т.е. для случая $n_* = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Аналогичные таблицы-прогнозы можно составить и для других значений n_* , пользуясь при этом световыми кривыми для Mg II, Ca II и H I, приведенными на рис. 10.9, 10.10 и 10.12. Характерной особенностью этих таблиц следует считать высокие в среднем скорости изменения

интенсивностей линий. Этого, однако, недостаточно; важным обстоятельством является также поведение этих линий в отношении друг друга — усиление одной линии и ослабление другой, причем в определенных пределах.

Конечно, переменность и изменчивость эмиссионных линий наблюдаются и у других типов нестационарных звезд, но в данном случае речь идет об изменениях, которые как в качественных, так и в количественных отношениях специфичны именно для вспыхивающих звезд, благодаря чему и их выделение среди других типов нестационарных звезд представляется возможным.

Практическое осуществление описанного способа — назовем его "способ двух спектрограмм" — представляется следующим образом. Необходимо получить минимум две последовательные спектрограммы с временем экспозиции, например, 30 или 60 минут синхронно для областей, включающих линии 2800 MgII, H и K CaII и H γ . Затем нужно сопоставить поведение этих линий как при переходе от первой спектрограммы ко второй, так и относительно друг друга. Сводку полученных при этом данных нужно сопоставить с таблицами типа 10.12. В случае совпадения наблюдательного поведения хотя бы пары этих линий — магниевых линий с линиями кальция, или кальциевых с водородными — с одной из комбинаций таблиц "прогноза", можно заключить, что речь идет о вспыхивающей звезде.

Получение спектрального снимка для 2800 MgII возможно только во внеатмосферных условиях. Стало быть, практическое осуществление предложенной программы требует ведения синхронных наблюдений по крайней мере на двух широкополосных телескопах с объективными призмами: наземном — для фотографирования линий кальция и водорода и орбитальном — для линий магния. В первом случае могут быть выделены мощные телескопы, во втором случае, учитывая особенности спектров холодных звезд в ультрафиолете и благоприятные условия фиксации дублета MgII, достаточно и телескопа скромных размеров.

16. Корона вспыхивающих звезд в промежутках между вспышками

Типично корональные ультрафиолетовые эмиссионные линии у вспыхивающих звезд не были зарегистрированы, очевидно, из-за их слабости. Основным источником наших сведений о коронах этих звезд является пока что рентгеновское излучение. На рентгеновском излучении вспыхивающих звезд в момент их вспышек мы остановимся в гл. 15. Что касается рентгеновского излучения в их спокойном, вне вспышки, состоянии, то основная информация на этот счет была получена с помощью спутника "Эйшштейн" [18]. В табл. 10.13 приведены наблюдаемые величины отношений F_X/F_V примерно для полутора десятков вспыхивающих звезд, где F_X есть поток рентгеновского излучения в диапазоне энергии фотонов 0,2—4,0 КэВ, F_V — поток в V-лучах.

Отношение F_X/F_V для нормальных звезд классов F, G, K по измерениям того же "Эйшштейна" порядка 10^{-5} — 10^{-6} , в случае же вспыхивающих звезд оно, судя по табл. 10.13, находится в пределах 0,1—0,01, т.е. на четыре порядка больше. Но вспыхивающие звезды принадлежат классу M, поэтому было бы правильнее перейти к сопоставлению отношений F_X/F_{bol} . Однако

Таблица 10.13. Относительные рентгеновские потоки F_X/F_V для группы вспыхивающих звезд типа UV Cet

Звезда	F_X/F_V	Звезда	F_X/F_V	Звезда	F_X/F_V
UV Cet A	0,11	YZ CMi	0,01	Wolf 630	0,05
UV Cet B	0,18	CN Leo	0,13	Do Cep	0,0036
40 Eri A	0,02	WX UMa	0,10	EQ Peg A	0,052
40 Eri BC	10^{-5}	EQ Vir	0,0085	EQ Peg B	0,33
YY Gem	0,018	Prox. Cent.	0,057		

даже если принять для болометрической поправки $BC = +5^m$ ($F_V/F_{bol} = 0,01$), то для вспыхивающих звезд будем иметь $F_X/F_{bol} = 10^{-3} - 10^{-4}$. Следовательно, вспыхивающие звезды являются относительно самыми мощными эмиттерами рентгеновского излучения среди обычных звезд.

По удельной излучательной способности в рентгеновских лучах вспыхивающие звезды резко выделяются среди прочих звезд; во всяком случае величина F_X/F_V порядка 0,1–0,01 никогда не встречается среди нормальных звезд. Это обстоятельство представляет, между прочим, интересную возможность для открытия или отождествления вспыхивающих звезд только на основании данных о рентгеновском излучении, т.е. без фиксации обычной оптической вспышки. Так, в списке рентгеновских источников "Эйнштейна" [18] числится звезда G 164–31 = G1 490 B, для которой $F_X/F_V = 0,12$ – типичная для вспыхивающих звезд величина. Но эта звезда не входит в список вспыхивающих, и вообще нет никаких данных о том, что она вспыхивала когда-либо. Однако зарегистрированный от этой звезды рентгеновский поток делает весьма вероятной ее принадлежность к группе вспыхивающих звезд, в особенности, если еще иметь в виду ее спектральный класс – M4e. Именно это обстоятельство побудило нас включить эту звезду созвездия Гончих Псов в список вспыхивающих (см. табл. 1.1, звезда под номером 35), не дожидаясь регистрации ее оптической вспышки. . .

Продолжительные наблюдения в рентгеновских лучах вспыхивающих звезд в промежутках между их вспышками не были проведены. Поэтому сказать что-либо определенное о поствспышечном поведении корон этих звезд мы не можем. Однако, судя по тому, что относительные рентгеновские потоки очень велики для всех без исключения вспыхивающих звезд, приходится заключить, что спад рентгеновского излучения после вспышки хотя и должен иметь место, но он происходит не настолько быстро, чтобы довести до уровня рентгеновского излучения обычных звезд. Поэтому есть основание утверждать, что "инерция" вспышечной активности сохраняется значительно дольше в короне, нежели в хромосфере, уже не говоря о фотосфере звезды. Эта инерция такова, что рентгеновское излучение короны даже перед очередной вспышкой сохраняется на уровне, который на три-четыре порядка выше, чем у обычных звезд. Это значит, что концентрация высокоэнергичных электронов в такой короне должна быть на один-два порядка выше, чем в короне нормальных звезд (при условии, что линейная протяженность короны в обоих случаях одного порядка).

ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА

1. Вспышка звезд типа Т Тельца

В декабре 1953 г. в звездной ассоциации Ориона Аро обнаружил вспышку с амплитудой $1^m.5$ у одной слабой звезды неизвестного спектрального класса, получившей в дальнейшем название VY Ori (T18 = Brun 112) [1]. Спустя два года он же зарегистрировал вторую вспышку этой звезды, на этот раз с амплитудой больше 2^m . К тому же времени Хербиг получил ее спектрограмму с помощью щелевого спектрографа Ликской обсерватории; объект оказался звездой типа Т Тельца, причем с очень сильным ультрафиолетовым эксцессом и интенсивными эмиссионными линиями [2]. Так впервые была доказана возможность вспышки у звезд типа Т Тельца — объектов, по крайней мере на два порядка моложе представителей вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца.

В ходе дальнейших исследований было обнаружено, что многие вспыхивающие звезды в Орионе суть объекты с H_{α} -эмиссией и, наоборот, многие из ранее известных звезд с H_{α} -эмиссией стали появляться в списках вспыхивающих звезд. По данным Аро [3] из 176 вспыхивающих звезд в Орионе 34, т.е. около 20%, являются в то же время объектами с H_{α} -эмиссией. Это следует считать нижним пределом, поскольку заключение о присутствии или отсутствии H_{α} -эмиссии делается на основе спектрограмм, полученных с помощью объективной призмы. Из-за слабости звезд с H_{α} -эмиссией очень редко удается получить их щелевые спектрограммы, поэтому утверждать, что все они являются звездами типа Т Тельца, трудно. Тем не менее подавляющее их количество все-таки может быть объектами типа Т Тельца.

С открытием звезд типа Т Тельца сильно расширилась сфера значимости самого явления вспышек. До этого было известно, что вспышки присущи группе звезд, разбросанных в окрестностях Солнца, возраст которых порядка 10^8 лет. Теперь в это явление вовлекаются звезды, находящиеся в самой ранней фазе своего образования и формирования. Если до этого явление вспышки представлялось как одна из форм проявления нестационарности звезды, то теперь оно становится как бы необходимым фактором в процессе ее образования и формирования.

Вскоре выяснилось, что характеристики самой вспышки в случае звезд типа Т Тельца не отличаются от тех, что обычно наблюдаются у других звезд, входящих в состав агрегатов. В данном случае, однако, гораздо важнее другое: не вызвана ли вспышка у обычных вспыхивающих звезд, с одной стороны, и выделение непрерывной эмиссии у звезд типа Т Тельца, с другой, одним и тем же механизмом генерации энергии нетепловой природы в атмосферах звезд.

На основе анализа и сопоставления данных наблюдений В.А. Амбарцумян приходит к заключению об идентичности явления выделения дополнительной энергии в двух, на первый взгляд разных по своей природе объектах, какими являются звезды типа Т Тельца и UV Cet [4]. Однако в отличие от звезд типа UV Cet, выделение дополнительной энергии у которых носит импульсивный характер, у звезд типа Т Тельца оно носит более или менее устойчивый характер и сопровождается некоторым изменением температуры звезды. По мнению В.А. Амбарцумяна освобождение внутризвездной энергии у звезд типа Т Тельца может иметь место в различных слоях фотосферы. Если этот процесс идет в глубинных слоях фотосферы, то изменения яркости будут менее резкими и, наоборот, если освобождение энергии происходит над фотосферой, то изменения яркости будут более резкими, сопровождающимися усилением непрерывной эмиссии.

Здесь возникает одна трудность: если носитель внутризвездной энергии в обоих случаях — звезд типа UV Cet и типа Т Тельца — один и тот же, тогда остается непонятным, почему само выделение энергии из этого вещества в фотосферных слоях не может иметь места и у звезд типа UV Cet. Между тем все факты указывают на то, что в последнем случае освобождение энергии происходит только во внешних областях звезды — выше фотосферы. Маловероятно, чтобы разность в возрастах этих двух групп звезд имела столь существенное значение в этом вопросе.

С позиции гипотезы быстрых электронов, однако, не обязательно, чтобы выделение дополнительной энергии у звезд типа Т Тельца происходило в разных слоях фотосферы. Нагрев фотосферы в этом случае может осуществляться и извне, под действием падающего на нее излучения комптоновского происхождения. Общая картина при этом представляется в следующем виде.

Мы предполагаем, что над фотосферой звезды типа Т Тельца существует среда в виде оболочки, состоящая из быстрых электронов и быстрых протонов. Оболочка постепенно обновляется новыми поступлениями быстрых электронов и протонов, выделяющихся из вещества, выброшенного из недр звезды. Однако в отличие от обычных вспыхивающих звезд, у которых вынос этого вещества носит импульсивный характер, у звезд типа Т Тельца процесс этот протекает с более или менее постоянным темпом в течение всего периода нахождения звезды в "состоянии Т Тельца"; получается нечто вроде "стационарной нестационарности". В тех случаях, когда меняется темп выноса внутризвездного вещества в наружные области звезды, меняется также мощность дополнительного излучения нестационарной природы и степень нагрева фотосферы.

Таким образом, согласно предложенной схеме, звезды типа Т Тельца представляют собой *перманентно* вспыхивающие звезды с *очень высокой частотой* [5]. Такие вспышки происходят с более или менее установившейся постоянной средней мощностью, характеризующейся по-прежнему эффективной оптической толщей τ окружающей ее оболочки из быстрых электронов для процессов томсоновского рассеяния. Любые колебания в величине τ вызывают соответствующие колебания в общем генерируемом количестве энергии комптоновского происхождения. При этом часть излучения, направленная в сторону наблюдателя, будет воспринята как

непрерывная эмиссия итепловой природы, а остальная часть, направленная в сторону звезды и поглощаемая ее хромосферой и фотосферой, будет переизлучаться в форме тепловой энергии.

Возможность перманентной, или высокочастотной, вспышки в свою очередь мы связываем с конвективной активностью, которая у наиболее молодых звезд, каковыми и являются звезды типа Т Тельца, значительно выше, чем у обычных вспыхивающих звезд типа UV Cet.

Требование освобождения внутризвездной энергии в надфотосферных областях в форме перманентной вспышки диктуется и тем, что в этом случае должен существовать более или менее действительный источник ионизирующего водород излучения, объясняющий присутствие эмиссионных линий (к тому же более сильных, чем у звезд типа UV Cet) в спектрах звезд типа Т Тельца. Иначе в случае выделения дополнительной энергии в глубинных слоях фотосферы трудно будет понять, каким образом ионизирующее излучение может добраться до хромосферы. На это обстоятельство следует обратить особое внимание.

Все это и прежде всего справедливость применения гипотезы быстрых электронов для объяснения наблюдаемого ультрафиолетового экссесса звезд типа Т Тельца в нормальных условиях — в условиях "стационарной нестационарности" следует еще доказать. Это будет сделано в последующих разделах этой главы, в первую очередь на основе анализа фотометрических и колориметрических данных.

2. Основные свойства звезд типа Т Тельца

Подробное описание свойств звезд типа Т Тельца приведено в обстоятельном обзоре Хербига [6]. Здесь же мы ограничимся перечислением наиболее важных особенностей этих объектов. Вопрос о принадлежности той или иной звезды к типу Т Тельца в конечном счете является предметом спектроскопического исследования. Поэтому на спектроскопические критерии будет обращено особое внимание.

1. Звезды типа Т Тельца являются неправильными переменными. Колебания блеска как быстрые, так и медленные, совершенно нерегулярны. В отдельных случаях появляются признаки кое-какой цикличности в колебаниях блеска с периодом до нескольких суток (RW Aur, S CrA, RU Pup). Но имеющиеся фотометрические данные недостаточно обширны и однородны, чтобы из них делать окончательные выводы. Установлены, однако, закономерности иного характера. Так, например, в одном случае переменная бывает часто ярче, чем слабее (класс I по Парениаго [7]), в другом, наоборот, переменная часто слабее, чем ярче (класс III). Иногда переменная имеет среднюю яркость (класс II) и, наконец, существуют переменные (класс IV), не показывающие никаких признаков принадлежности ни к одному из этих классов.

2. Звезды типа Т Тельца принадлежат к спектральным типам F8—M2. Подкласс более поздний чем M2, вероятно, существует, но получение чистых спектрограмм таких звезд очень затруднительно из-за их слабости.

3. Абсолютные величины звезд типа Т Тельца указывают на их принадлежность к нормальным звездам. Однако классификация их светимости требует дальнейшего изучения.

4. Линии водорода и линии H и K ионизованного кальция присутствуют в эмиссии. Эмиссионный спектр очень напоминает спектр вспышки.

5. Присутствуют флуоресцентные эмиссионные линии 4063 FeI и 4132 FeI, очень редко линии HeII (они обнаружены только в спектрах звезд типа Т Тельца) и крайне слабые линии FeII, TiII.

6. Обычно, но не всегда, присутствуют запрещенные линии 4068 [SII] и 4076 [SII], иногда линии 6717 [SII], 6731 [SII], реже дублет 6300 [OI] и 6363 [OI]. Линии FeII либо очень слабы, либо вовсе отсутствуют.

7. Присутствие в спектре звезды в поглощении сильной линии 6707 LiI также следует принимать в качестве существенного критерия принадлежности этой звезды к типу Т Тельца.

8. Звездам типа Т Тельца присущи необычайно большие инфракрасные эксцессы, достигающие $6 - 8^m$.

Эмиссионные линии обычно наложены на непрерывный спектр, который может либо совершенно не иметь линий поглощения (чистый континуум с одной или двумя депрессиями, характерными для звезд поздних классов), либо же быть нормальным, с линиями поглощения, соответствующими поздним подклассам F, классу G и K или ранним подклассам M. Отсутствие линий поглощения, обычно наблюдающихся в спектрах звезд с сильными эмиссионными линиями, является следствием сглаживающего эффекта непрерывной эмиссии. Отсутствие звезд типа Т Тельца с подклассом ранее F8 реально, но отсутствие звезд с подклассами позднее M2—M3 нельзя считать окончательно установленным.

Звезды со спектральными характеристиками Т Тельца очень часто находятся внутри маленьких газо-пылевых туманностей или же вблизи них. При этом сами туманности также переменные. Однако ассоциированность с туманностью является скорее всего вторичной характеристикой; только по наличию связи звезды с туманностью еще нельзя сказать, что она принадлежит к типу Т Тельца.

Самое интересное и, быть может, самое характерное свойство звезд типа Т Тельца — необычайно большие инфракрасные эксцессы. Оно было открыто Мендосой [8] в результате *UBVRILKM*-фотометрии звезд типа Т Тельца. При этом было установлено [8 — 10]:

а) Ультрафиолетовый эксцесс существует у всех звезд этого типа, но очень велик у звезд поздних классов. Например, для DF Tau этот эксцесс равен $E(U - B) = 2^m,2$.

б) Голубой эксцесс характерен для звезд со слабым ультрафиолетовым эксцессом. Например, для той же звезды DF Tau $E(B - V) = 0^m,6$.

в) Красный эксцесс существует у всех звезд.

г) Инфракрасный эксцесс в размере от 1^m до 5^m существует у всех звезд. У некоторых из них он очень велик и доходит до 8^m , например:

для Т Tau $E(V - M) = 6^m,2$

для R Mon $E(V - M) = 8^m,2$

Как видим, звезды типа Т Тельца выглядят "нормальными" только в визуальной области спектра. С переходом в область очень коротких и очень длинных волн излучение становится "ненормальным" — наблюдаемые

поток излучения значительно превышает уровни, обычные для карликовых звезд данной температуры [11, 12].

Первый список звезд типа Т Тельца был опубликован Хербингом в 1962 г. [46]; он включал 126 объектов ярче $m_{pg} = 14^m,5$, для которых имелись спектроскопические данные. Спустя десять лет Хербинг [49] опубликовал на этот раз каталог 323 объектов с эмиссионными линиями, в том числе типичных звезд типа Т Тельца, звезд с H_{α} -эмиссией семейства Орнона, а также эмиссионных звезд классов Ве и Ae, необычных объектов класса F (FU Ori, BF Ori и др.). Основным критерием для включения той или иной звезды в этот каталог явилось наличие для нее целевых спектрограмм или эквивалентной им информации.

3. Перманентная вспышка у звезд типа Т Тельца

Спустя несколько лет после того как была высказана идея о возможности перманентной вспышки у звезд типа Т Тельца [5], Родано удалось получить наблюдательное доказательство ее справедливости [13]. Это было сделано в отношении одной хорошо известной по своей вспышечной активности звезды, члена агрегата Гиад, НП 2411. Достаточно сказать, что за 551 час однородного фотографического патрулирования этой звезды было зарегистрировано около 50 вспышек, что дает для средней частоты вспышек $0,09 \text{ в} \cdot \text{ч}^{-1}$ [14]. Эта звезда остается рекордной по количеству зарегистрированных вспышек (104 вспышки по данным до 1976 г. [15]) среди вспыхивающих звезд, входящих в состав агрегатов.

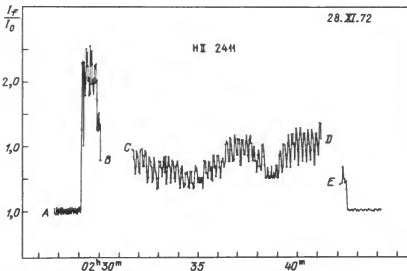


Рис. 11.1. Световая кривая вспышки № 2 звезды НП 2411 (скопление Гиад), полученная 28.XI.1972 на 208-сантиметровом телескопе обсерватории Мак-Дональд в В-лучах. Время интеграции составляет 1 с от А до В и 2 с от С до D. Четко видны высокочастотные осцилляции, амплитуды которых намного превышают погрешности измерений

Звезда НП 2411 класса dM4e ($V = 14^m,18$) по всем своим параметрам — абсолютной светимости ($M_V = 11^m,18$), цветовым характеристикам ($B - V = +1^m,59$, $U - B = +1^m,04$ [16]), указывающим на наличие небольшого ультрафиолетового эксцесса, по наличию эмиссионных линий, по своему местонахождению на диаграмме $U - B \sim B - V$ и пр. — вполне может принадлежать к типу Т Тельца. В течение 15 часов, патрулируя эту звезду электрофотометром высокого временного разрешения (1 с), чувствительным в B -лучах и смонтированным на 91- и 208-сантиметровом телескопах обсерватории Мак-Дональд, Родоно обнаруживает три вспышки этой звезды. И вот при одной из этих вспышек (№ 2, 28.XI.72) световая кривая — она приведена на рис. 11.1 — показывает странную микроструктуру, никак не похожую на обычные световые кривые вспышек звезд типа UV Cet. Странность заключается в появлении четко выраженной высокочастотной осцилляции, как будто налагающейся на некий средний уровень световой кривой. Необычность самой записи световой кривой побудила автора тут же, во время вспышки, изменить режим измерения и записи, в частности, меняя величину входной диафрагмы (от 0,5 мм к 2 мм) и времени интегрирования счета фотонов (от 1 с к 2 с). Результат остался неизменным; высокочастотная осцилляция по-прежнему имела место.

Анализ всевозможных факторов, которые могли бы привести к подобному эффекту — статистическая модуляция детектирования фотонов, вызванная пульсацией изображения звезды на краях диафрагмы, атмосферная турбулентция и пр. — исключает возможность их причастности к образованию подобной картины. Наблюдаемая осцилляция оказалась достаточно периодичной, а амплитуды колебания блеска много больше (40–70%), чем могли бы быть, например, при атмосферном мерцании (5–10%).

Средний период наблюдаемых осцилляций оказался поразительно постоянным и равным $13,08 \pm 0,6$ с. Если эти осцилляции приписать реальным актам вспышки, то получим для частоты вспышки около $200 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$ или около 6700 вспышек в сутки — на два порядка больше, чем мы имели для частоты вспышек звезд типа UV Cet.

Световые кривые остальных двух вспышек (рис. 11.2) с амплитудами $0^m,6$ и $0^m,5$ (в B -лучах) не показывают подобной осцилляции (может быть, из-за еще большей частоты вспышек?). В какой мере это расхождение не вызвано различием в условиях наблюдений, сказать трудно.

Что касается интерпретации найденной для вспышки № 2 световой кривой (рис. 11.1), то прежде всего остается открытым вопрос о влиянии инструментальных факторов (постоянной времени) на наблюдаемые амплитуды самих осцилляций, а именно, не спускаются ли нижние точки этих осцилляций (точки реверса) еще ниже, возможно, до нормального (нулевого) уровня, если постоянная времени регистрирующей аппаратуры была бы на порядок ниже ($\sim 0,1$ с). Только в этом случае мы могли бы с полной уверенностью говорить о реальной перманентной вспышке. А пока мы можем ограничиться фиксацией того факта, что сделанное Родоно открытие не находится в противоречии с предсказанием о возможности перманентной вспышки у звезд типа Т Тельца.

Далее, само постоянное (действительно поразительное) осцилляций наводит на мысль о существовании в данном случае некоей реальной периодичности. Например, появился сгусток или облако быстрых электронов

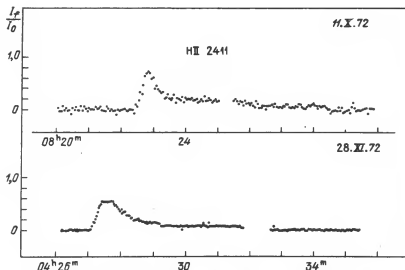


Рис. 11.2. Световые кривые вспышек № 1 и № 3 звезды HII 2411, полученные с помощью 91- и 208-сантиметрового телескопов. Время интегрирования 3 с и 2 с соответственно. Высокочастотная осцилляция отсутствует

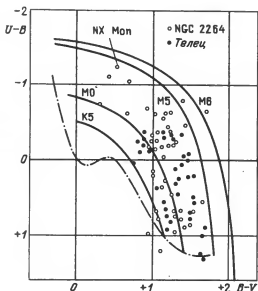
высоко над фотосферой звезды, который, увлекаясь магнитным полем звезды, каким-то непонятным образом вовлекается в круговое движение (почти со скоростью света) вокруг самой звезды. Делая один оборот за ~ 13 с, сгусток при каждом своем появлении со стороны наблюдателя "организует" посылку очередной порции световых фотонов. За это время сгусток проходит путь протяженностью около 4 млн. км, что дает для диаметра окружности около 1,2 млн. км — значительно больше предполагаемого диаметра самой звезды. Все это — пока чистейшая гипотеза, не больше, но ведь сама осцилляция с постоянной частотой реально была зарегистрирована...

Рассмотренный пример со звездой HII 2411 свидетельствует о важности и перспективности наблюдений звезд типа Т Тельца как во время вспышек, так и в их "спокойном" состоянии с очень высоким временным разрешением.

4. Звезды типа Т Тельца на цветовой диаграмме

Большинство звезд типа Т Тельца обладает ультрафиолетовым эксцессом, и в силу этого они располагаются выше и правее от главной последовательности на диаграмме $U - B \sim B - V$. В некоторых случаях их "удаленность" от главной последовательности доходит до $1,5-2^m$ (по оси $U-B$). При таких условиях сопоставление наблюдаемых цветов звезд типа Т Тельца с теоретической диаграммой $U - B \sim B - V$, построенной на основе гипотезы быстрых электронов, может представить определенный интерес.

Рис. 11.3. Звезды типа Т Тельца (из скопления NGC 2264 и Тельца) на теоретической диаграмме $U - B \sim B - V$



Наиболее надежные и достаточно однородные данные о цветах звезд типа Т Тельца и сходных объектов собраны Уокером [17] для очень молодого скопления NGC 2264 и Смзком [18] для скопления Тельца. Результаты их наблюдений нанесены на теоретическую диаграмму $U - B \sim B - V$ (рис. 11.3), соответствующую гипотезе быстрых электронов. Заметим, что кривая для подкласса M0 совпадает с предельной кривой зависимости $U - B \sim B - V$, выведенной для случая горячего газа. Характерно, что подавляющее большинство представленных на рис. 11.3 звезд оказалось вне этого предела. Одновременно все они свободно располагаются в области диаграмм, границы которых определяются в соответствии с гипотезой быстрых электронов.

Уокер выполнил также колориметрические измерения членов другого молодого скопления — NGC 6530 [19]. Однако доля сравнительно активных в ультрафиолете звезд в этом скоплении значительно меньше; только три звезды оказались далеко от главной последовательности, подавляющее же большинство сосредоточено на главной последовательности.

Уокер выполнил также колориметрические измерения членов другого молодого скопления — NGC 6530 [19]. Однако доля сравнительно активных в ультрафиолете звезд в этом скоплении значительно меньше; только три звезды оказались далеко от главной последовательности, подавляющее же большинство сосредоточено на главной последовательности.

Важно отметить, что во всех случаях звезды типа Т Тельца располагаются на цветовой диаграмме там, где обычно появляются вспыхивающие звезды типа UV Cet в момент вспышки. Отсюда можно сделать вывод об общности природы дополнительного излучения у этих двух категорий объектов — звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд. Если учесть весомость цветовых характеристик в подобных случаях, то сделанный вывод приобретает особое значение.

В невозмущенном состоянии вспыхивающие звезды обычно расположены около нижней ветви главной последовательности. И только во время вспышки они на короткое время поднимаются кверху от этой ветви. В отличие от них звезды Т Тельца "живут" на верхней части диаграммы постоянно. Иначе говоря, состояние активности, эпизодическое для вспыхивающих звезд, является постоянным для звезд типа Т Тельца. Было бы правильное поэтому сформулировать такое положение несколько иначе: звезды типа Т Тельца представляют собой *перманентно вспыхивающие* звезды. При этом имеется в виду только их активность в генерации дополнительного излучения (непрерывной эмиссии) нетепловой приро-

ды, поскольку с эволюционно-возрастной точки зрения между этими двумя категориями объектов есть определенное различие.

Далее, вся совокупность приведенных на рис. 11.3 звезд типа Т Тельца разбросана в самых различных частях диаграммы, начиная от ее нижней части, соответствующей почти нулевой активности вспышек ($\tau \approx 0$), до $\tau \sim 0,1$. Диаграмма фактически дает степень активности, т.е. величину τ для каждой звезды в отдельности. При этом встречаются звезды с самой различной активностью — их диапазон охватывает значения τ от 0,01 до 0,0001 и меньше. Вместе с тем заметна довольно большая концентрация звезд в нижней части диаграммы. Создается впечатление, что каждая звезда типа Т Тельца в момент рождения оказывается в верхней части диаграммы, соответствующей очень высокой ультрафиолетовой активности, относящейся к тому же перманентный характер. Однако здесь она "задерживается" недолго; сравнительно быстро, судя по низкой концентрации звезд в верхней части диаграммы, она спускается вниз, в область меньшей активности, затем еще ниже, и так до достижения главной последовательности.

Таким образом, для звезды типа Т Тельца переход с верхней части диаграммы в нижнюю имеет эволюционный смысл.

На рис. 11.3 заметна некая локализация наблюдаемых точек — в верхней части диаграммы — в области с $U - B < 0$ и в нижней части с $U - B > 0$. Подобная картина наблюдается также в отношении всех звезд типа Т Тельца, разбросанных в разных областях неба и для которых имеются UBV -данные, в том числе в области темного облака Тельца — Возничий. Это обстоятельство побудило некоторых исследователей [50] сделать предположение о существовании двух классов звезд типа Т Тельца. Разумеется, отличие между этими классами возрастное: звезды в верхней группировке на диаграмме моложе, в то время как звезды в нижней группировке прошли значительный путь своей эволюции. По данным высокоточных ($0,02 - 0^m,04$) фотозлектрических измерений 101 звезды типа Т Тельца было найдено [51], что ровно 50% из них имеют $U - B \leq 0$. В сочетании с другими данными можно утверждать, что по крайней мере 40% звезд типа Т Тельца являются объектами типа YY Ori.

Однако придавать особое значение отмеченному факту, по-видимому, не следует. Прежде всего неясно, в какой мере малочисленность звезд в зоне с $U - B \approx 0$ не является результатом какой-нибудь наблюдаемой селекции. Но даже в случае, если факт отсутствия или малочисленности звезд в зоне $U - B \approx 0$ подтвердится в дальнейшем, он физически лишь будет означать, что в ходе своей эволюции звезды типа Т Тельца очень быстро "пробегают" полосу с $U - B \approx 0$. Развивая эту мысль, можно дойти даже до предположений относительно причины такого "броска". Например, такой причиной может быть резкое ослабление конвективной активности звезды на определенном этапе ее развития, вследствие чего падает мощность выноса внутризвездного ядрено-активного вещества или то, что часть газовой оболочки покидает звезду навсегда, наконец, вследствие ослабления ионизирующего излучения падает степень возбуждения оболочки. Вопрос нуждается в особом рассмотрении.

5. Звезды Т Тау и RW Aur

Эти звезды являются наиболее ярко выраженными представителями объектов типа Т Тельца. К тому же они изучены достаточно подробно.

Т Тау. Классическая звезда типа Т Тельца, спектрального класса dGSe. Ее блеск варьирует в пределах от $9^m,5$ до $13^m,0$ (в фотографических лучах).

Известные $(U-B)$ - и $(B-V)$ -величины этой звезды [18, 20] нанесены на цветовую диаграмму рис. 11.4; как видим, удаленность звезды от главной последовательности довольно ощутимая — около $0,5 - 0^m,8$ (по оси $U-B$). Разброс точек вокруг среднего положения, конечно, реален и вызван колебаниями в основном ультрафиолетовой активности звезды. Судя по ее среднему положению на цветовой диаграмме, значительную часть своей эволюции — от верхней части диаграммы (область звезд типа NX Mon) до главной последовательности — она уже прошла.

О колебаниях ультрафиолетовой активности звезды Т Тау свидетельствует также тот факт, что эквивалентные ширины эмиссионных линий в ее спектре претерпевают быстрые и значительные изменения. В табл. 11.1 приведены достаточно надежные измерения эквивалентных ширины некоторых эмиссионных линий в спектре Т Тау, проведенные в разное время [22], и, как видим, отдельные эмиссионные линии изменяют свою эквивалентную ширину в 2 — 3 раза, а то и больше. Однако по этим данным трудно судить, в какой мере эти колебания вызваны изменением уровня непрерывного спектра и в какой — изменениями интенсивности самих линий.

В спектре Т Тау ранее были обнаружены запрещенные линии 6717 [SII], 6731 [SII], 6300 [OI], 6363 [OII], позднее — также довольно слабые линии 6548 [NII] и 6584 [NII] [22]. Присутствие этих запрещенных линий означает, что вокруг звезды существует область (часть более обширной оболочки?), где электронная концентрация порядка 10^6 см^{-3} .

По всем данным звезда Т Тау должна была быть потенциально вспышковой звездой. Однако долгое время не удавалось зарегистрировать достоверных случаев ее вспышек. Первая ее вспышка была наблюдена 15.II.74 [21] электрофотометрическим методом одновременно в четырех

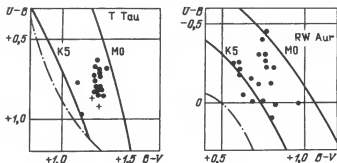


Рис. 11.4. Наблюдаемые показатели цвета Т Тау и RW Aur (точки) на теоретической диаграмме $U-B \sim B-V$. Штрихпунктир — главная последовательность

Т а б л и ц а 11.1. Эквивалентные ширины (Λ) некоторых эмиссионных линий в спектре Т Тау в разные периоды наблюдений

Дата	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	К CaII
4.12.70	43,2	9,3	1,20	—	8,9
17.12.70	100,6	2,5	0,35	0,48	3,9
19.1.71	—	7,3	0,94	0,35	20,0
20.11.71	95,5	5,2	1,20	0,37	6,9
11.1.72	—	5,0	1,10	0,22	8,6

диапазонах U, B, V и R ($\lambda_{\text{эф}} = 7000 \text{ \AA}$). Амплитуды на максимуме вспышки оказались равными $\Delta U = 1^m,30$, $\Delta B = 0^m,31$, $\Delta V = 0^m,28$ и $\Delta R = 0^m,17$. Средняя продолжительность вспышки составляла около 20 минут. Была оценена также величина энергии, освобожденной во время этой вспышки: она оказалась порядка $10^{35} - 10^{36}$ эрг (при расстоянии звезды от нас 170 пс) или, если усреднить за период вспышки, около $10^{32} - 10^{33}$ эрг·с. Это значительно более мощный процесс, чем обычные вспышки звезд типа UV Cet.

RW Aur. Звезда спектрального класса dG5e, пределы колебания блеска в фотографических лучах $9,0 - 12^m,0$.

Эта звезда также находится выше — примерно на 1^m — главной последовательности (рис. 11.4). Однако разброс точек наблюдений [6] заметно больше, чем в случае Т Тау, что означает более сильные колебания ультрафиолетовой активности звезды вокруг среднего значения. И.Р. Салманов [22] в течение нескольких лет провел строго синхронные спектрофотометрические и фотометрические наблюдения этой звезды. Благодаря этому удалось собрать крайне нужные для теории данные как о величине колебания блеска ΔV (в V -лучах), так и эквивалентной ширины W_{λ} той или иной эмиссионной линии в разные периоды активности звезды. Для одной из этих линий, H_{γ} (всего было отождествлено и измерено 120 эмиссионных линий в спектре RW Aur), эти результаты — 12 наблюдений за три года — представлены на рис. 11.5 в форме графической зависимости $W(H_{\gamma})$ от ΔV (точки), наряду с теоретической кривой, рассчитанной аналогично тому, как это было сделано в случае рис. 9.12 (гл. 9). Как видим, все точки наблюдений оказались рассеянными в разумных пределах исходных параметров. Более того, почти все точки находятся между кривыми 3 — 5 — в пределах значений K_{λ} от 0,08 до 0,16 и значений коэффициента дилуции W от 0,0125 до 0,0250, т.е. в пределах небольших колебаний эффективной температуры и небольшого разброса расстояний вокруг звезды, на которые простирается ансамбль из быстрых электронов.

Спектр RW Aur очень богат эмиссионными линиями, и, несмотря на это, их вклад в общий блеск звезды сравнительно невелик: он составляет в звездных величинах от 0,10 до 0,40 в зависимости от активности звезды (в диапазоне λ 4000 — 4800 \AA).

Анализ спектрограмм RW Aur позволяет выделить три типа спектров, которые могут появляться в разные периоды активности звезды:

а) Нормальный эмиссионный спектр с умеренными или сильными эмиссионными линиями. Сильная непрерывная эмиссия, линии поглощения в видимой области спектра почти отсутствуют.

б) Промежуточный спектр со слабыми эмиссионными линиями, но с умеренными линиями поглощения. Слабая или полностью отсутствующая непрерывная эмиссия.

в) Крайний спектр, когда слабы и эмиссионные линии и линии поглощения. Непрерывная эмиссия есть, но не сильная, линии поглощения частично залиты.

В спектре RW Aur постоянно присутствуют запрещенные линии 4068 [SII], 4076 [SII], 4359 [FeII], 4452 [FeII]. Позднее была обнаружена в спектре этой звезды — и вообще впервые в спектрах звезд типа Т Тельца — также линия 4363 [OIII] [22], причем наблюдается она в периоды большой активности звезды. Все перечисленные запрещенные линии могут возникать в среде, где электронная концентрация порядка 10^8 см^{-3} . Отсюда следует, что окружающая звезду газовая оболочка в случае RW Aur значительно — на два порядка — плотнее, чем в случае Т Тау. На это указывает также отсутствие запрещенных линий [OI] и [NII] в спектре RW Aur.

Возвращаясь к цветовой диаграмме обеих звезд — Т Тау и RW Aur, следует обратить внимание на одно внешнее несогласие между наблюдениями и теорией. Часто звезды типа Т Тельца принадлежат к спектральным классам К — G. Между тем на наших рисунках они расположены в пределах кривых, соответствующих подклассам M6 — M5 (см. рис. 11.3) или M0 — M5 (рис. 11.4). Противоречия, однако, здесь нет. Дело в том, что

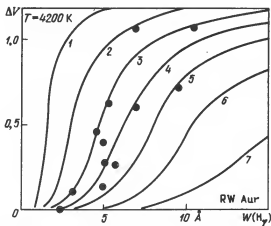


Рис. 11.5. Наблюдаемые величины $W(H\gamma)$ в зависимости от ΔV (точки с кружками) для RW Aur и теоретической зависимости $W(H\gamma)$ от ΔV (сплошные линии), вытекающей из гипотезы быстрых электронов. Цифрами у кривых обозначены следующие комбинации K_λ и коэффициента дилуции W :

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
$K_\lambda =$	0,03	0,064	0,08	0,13	0,16	0,23	0,32
$W =$	0,005	0,01	0,0125	0,02	0,025	0,035	0,050

определение спектрального класса звезды типа Т Тельца осуществляется, как правило, по линиям поглощения, а не по цвету, т.е. не по распределению энергии в непрерывном спектре, так как оно сильно искажено дополнительным излучением. Между тем цвет этих звезд соответствует более раннему спектральному классу.

Результаты анализа цветовых характеристик звезд типа Т Тельца, с одной стороны, и вспыхивающих звезд, входящих в состав звездных ассоциаций и агрегатов (см. гл. 9), с другой, указывают на существование несомненного сходства в общей структуре $U-B \sim B-V$ диаграмм среди трех категорий объектов: а) звезд типа Т Тельца; б) вспыхивающих звезд в Орионе, Плеядах и других агрегатах; в) вспыхивающих звезд типа UV Cet на максимуме вспышки (но не в спокойном состоянии).

6. Особо активные звезды типа Т Тельца

Существуют звезды типа Т Тельца с необычайно сильным ультрафиолетовым излучением. Типичной представительницей этой категории объектов является NX Mon, известная переменная звезда в скоплении NGC 2264 в Единороге. Чтобы составить некоторое представление о необычайной мощности излучения этой звезды в ультрафиолете, достаточно сказать, что по цвету в U -лучах она сравнима со звездой класса O, в то время как в визуальных лучах ее цвет соответствует звездам классов F — K. Это следует из результатов четырех измерений Уокера [17]:

V	$15^m,63$	$16^m,10$	$16^m,10$	$15^m,87$
$U-B$	$-0,76$	$-1,10$	$-1,02$	$-1,21$
$B-V$	$+0,32$	$+0,43$	$+0,71$	$+0,58$

В другое время, по-видимому, в состоянии повышенной активности этой звезды было найдено: $U-B = -1^m,35$, $B-V = +0^m,57$ (фотоэлектрические измерения [23]).

Сходным с NX Mon объектом является другая переменная звезда в Орионе — BC Ori (= T 119); для нее $U-B = -0^m,93$, $B-V = +1^m,02$ [23]. Мощное ультрафиолетовое излучение было обнаружено также у HS Ori, SE Ori, AU Ori, YY Ori; все они — члены ассоциации Ориона.

Как велика доля звезд, исключительно активных в ультрафиолете среди объектов типа Т Тельца? Чтобы ответить на этот вопрос, Аро и Хербиг [2] провели специальные наблюдения методом мультиизображений — получения трех изображений звезды на одной и той же пластинке в синих, желтых и ультрафиолетовых лучах последовательно. В результате они пришли к следующим выводам:

1. Из 175 звезд с H_{α} -эмиссией в Орионе 28 (16%) имеют необычайно высокую активность в ультрафиолете по сравнению с нормальными карликами. В скоплении NGC 2264 из 73 звезд с H_{α} -эмиссией 14 (19%) необычайно ярки в ультрафиолете. Из этих данных следует, что относительная встречаемость ярких в ультрафиолете объектов одинакова и довольно высока в обеих группах звезд типа Т Тельца.

2. Сильная активность в ультрафиолете наблюдается только у звезд с эмиссионными линиями. Щелевые спектрограммы этих звезд, как пра-

вило, указывают на их принадлежность к типу Т Тельца. Ультрафиолетовый эксцесс обнаруживается у звезд, интенсивность H_{α} -эмиссии которых находится в пределах оценки от "средней" до "очень сильной". Сильный ультрафиолетовый эксцесс несовместим со слабой H_{α} -эмиссией. Вместе с тем не все известные звезды с H_{α} -эмиссией показывают ультрафиолетовые эксцессы.

3. Распределение энергии в области спектра $\lambda > 3800 \text{ \AA}$ у звезд, активных в ультрафиолете (NX Mon, AU Ori, BC Ori и т.д.), указывает на их принадлежность приблизительно к классу М или к поздним подклассам К. Спектры этих звезд лишены структуры — линии поглощения отсутствуют совершенно. В области $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ распределение энергии отличается от характерного для звезд поздних классов. Рост интенсивности в непрерывном спектре начинается с 3750 \AA , достигая широкого максимума около 3700 \AA , интенсивность падает в сторону коротких волн. Присутствие эмиссионной линии H_{α} следует рассматривать как критерий наличия ультрафиолетовой эмиссии.

4. Обнаруживаются и некоторые различия среди звезд, очень активных в ультрафиолете. Например, спектр HS Ori (= T 46) отличается от спектров NX Ori, AU Ori и BC Ori. Непрерывный спектр HS Ori в длинноволновой области очень похож на непрерывный спектр звезды класса F, рост интенсивности около 3750 \AA менее заметен, чем у остальных звезд. У RW Aur это несоответствие отсутствует. В то же время как по распределению энергии, так и по характеру ярких линий спектр HS Ori аналогичен спектру RW Aur (HS Ori является первой звездой с эмиссионным спектром типа RW Aur, найденной в Орione). Любопытно, что в максимуме блеск HS Ori слабее блеска ярчайших звезд типа Т Тельца в Орione почти на три величины, в то время как RW Aur в максимуме сравнима с ярчайшими объектами, связанными с облаками Тельца.

5. Некоторые звезды с ультрафиолетовым эксцессом показывают заметные колебания эмиссии H_{α} . При этом интенсивность непрерывного спектра также может меняться, что следует из наблюдений Джоя [24] звезды YZ Tau. Как отмечалось выше (§§ 14 и 15 гл. 9), теоретически здесь возможны разные комбинации, в частности, могут иметь место значительные колебания интенсивности H_{α} практически без заметных колебаний блеска звезды в непрерывном спектре.

Необычно сильная непрерывная эмиссия в области коротких волн свойственна следующим трем типам объектов:

- а) звездам, имеющим более или менее постоянно присутствующую непрерывную эмиссию;
- б) некоторым типам вспыхивающих звезд, у которых эмиссия испытывает частые изменения;
- в) вспыхивающим звездам, у которых эмиссия появляется только в момент вспышки.

Особо активные в ультрафиолете звезды типа Т Тельца занимают крайнее положение в последовательности этого типа объектов и существенно отличаются от их обычных представителей. Поэтому целесообразно выделить среди звезд типа Т Тельца некую группу, отличающуюся исключительной мощностью освобождения коротковолновой энергии. Назовем их "звездами типа NX Mon".

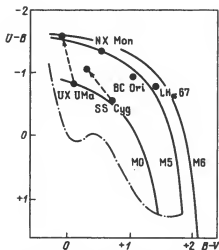


Рис. 11.6. Звезды с аномальными показателями цветов на теоретической диаграмме $U-B \sim B-V$

Звезды типа NX Mon сосредоточиваются в самой отдаленной области — верхний левый угол — на цветовой диаграмме. Местонахождение некоторых из них — NX Mon, BC Ori, LH 67 — показано на рис. 11.6. Там же указаны положения двух других звезд — UX UMa и SS Cyg, которые хотя и не имеют прямого отношения к звездам типа Т Тельца, но примыкают к ним по своим цветовым характеристикам. UX UMa является затменной

системой типа Алголя, с периодом обращения 4 часа 43 минуты. Один из компонентов этой системы принадлежит классу sdB, класс же второго компонента неизвестен. В нормальных условиях цвет системы $U-B = -0^m,81$, $B-V = +0^m,11$. Она не испытывает заметных колебаний яркости, сопровождаемых изменениями цвета. В одном случае были зарегистрированы значения $U-B = -1^m,58$, $B-V = -0^m,10$ [25].

SS Cyg является двойной системой — переменной типа U Близицеов, спектральные классы компонентов — sdB и G5. У SS Cyg обнаружены значительные колебания блеска, сопровождаемые изменениями цвета.

Обе звезды, UX UMa и SS Cyg, во многом отличаются друг от друга. Но есть между ними и сходство. Оно проявляется в местоположении на цветовой диаграмме, а также в характере и пределах изменения цвета. Это обстоятельство наталкивает на предположение: не вызваны ли указанные изменения появлением быстрых электронов в атмосфере одного из компонентов этих систем в период их повышенной активности? Любопытно заметить, что в нормальных условиях UX UMa и SS Cyg находятся на цветовой диаграмме ближе к области, соответствующей модели горячего газа. Только в периоды повышенной активности они выходят далеко за пределы этой области, добираясь до зоны расположения звезд типа NX Mon.

Сделанное предположение, по-видимому, не совсем беспочвенно. Иногда SS Cyg показывает явные симптомы звезды типа NX Mon; в двух случаях были получены спектрограммы непрерывного излучения вспышки в области 4100 — 3550 Å [26], и распределение энергии оказалось значительно расходящимся с плаковским законом при $T \rightarrow \infty$.

7. Короткопериодические колебания блеска звезд типа Т Тельца

Одним из свойств звезд типа Т Тельца следует считать неправильные колебания их блеска. Происходят эти колебания в самых разных масштабах времени — от часа до годов. У некоторых звезд этого типа обнару-

жены колебания света даже в течение нескольких минут. Очевидно, их следует отнести не к звезде, взятой в целом, а к ограниченным и особо активным областям ее поверхности. Изучение этих быстрых колебаний в отдельных эмиссионных линиях должно представить особый интерес, так как имеется возможность локализации активных областей — чем быстрее происходят колебания, тем меньше должны быть их линейные протяженности.

Специальные наблюдения одного представителя этого класса объектов — звезды DI Сер привели к следующим интересным результатам [52]. Прежде всего, сравнение между собой серии спектрограмм, полученных в течение шести ночей с 10 — 15-минутным разрешением (в диапазоне длин волн 4100—6800 Å), позволило обнаружить значительные колебания в интенсивностях отдельных эмиссионных линий. Исключительно неустойчивой оказалась эмиссионная линия 4572 TiII — от состояния четкой видимости до почти полного исчезновения в течение 15 минут. Слабые колебания были обнаружены в интенсивностях некоторых эмиссионных линий FeI (4233, 4584 Å), очень быстрые колебания — у линий 5876 HeI.

Внушают особую уверенность результаты наблюдений эмиссионной линии H_{α} : ее эквивалентная ширина претерпела почти трехкратное изменение в течение часа и почти семикратное в течение двух часов...

Все отмеченные колебания были зафиксированы в две из шести наблюдаемых ночей; в остальные четыре ночи заметных изменений в интенсивностях линий не было обнаружено. Это обстоятельство может служить указанием на явно неправильный, случайный характер этих изменений.

Аналогичные результаты были получены также в отношении другой звезды — S CrA, представителя особо активных звезд типа Т Тельца (подтип NX Моп или YY Ori) [53]. Блеск этой звезды в визуальных лучах испытывает колебания в пределах от $0^m,2$ до $0^m,6$ от ночи к ночи. Значительные, более чем двукратные изменения в течение одного часа испытывают интенсивности эмиссионных линий водорода (H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ}), K CaII, линий нейтрального гелия 4471 HeI и ионизованного гелия 4686 HeII. Что касается упомянутых выше линий 5876 HeI и 4572 TiII, то у них обнаружены лишь небольшие колебания ($\sim 1,5$ раза) в интенсивностях в течение ночи.

У самой звезды YY Ori (класс dM0V) дело обстоит следующим образом [54]. Линии металлов (FeI и TiII) в ее спектре очень слабы, профили балмеровских линий расщеплены — свойство, вообще-то характерное для всех звезд этого подтипа (YY Ori): CoD — 35° I0525, DR Tau. Но по характеру колебаний интенсивностей эмиссионных линий YY Ori полностью аналогична S CrA: та же быстрота и те же интервалы колебаний. S CrA отличается от YY Ori степенью "завуалированности" непрерывной эмиссии линейчатого спектра. В других аспектах эти звезды отличаются друг от друга незначительно.

Очень быстрые фотометрические и спектроскопические колебания были обнаружены также у других звезд типа Т Тельца: у DR Tau (типа YY Ori) [55], RW Aur, RY Tau [56], T Tau [57, 58, 59], LkH $_{\alpha}$ 120 [55].

Значение этих и подобных наблюдений велико, они дают весьма важную информацию о природе и поведении первичного источника, ионизирующего водород и другие элементы излучения во внешних областях звезды.

8. Изменения $U - B$ и $B - V$ по времени

Немало интересного можно установить, проследив за характером изменений цвета данной нестационарной звезды на диаграмме $U - B$ и $B - V$. В качестве примера проанализируем результаты фотоэлектрических измерений Варшавского [27] для одной группы звезд типа Т Тельца в Тельце. Найденные им из первой серии наблюдений показатели цвета $U - B$ и $B - V$ для 25 звезд этого типа нанесены на цветовую диаграмму (рис. 11.7). Спустя два месяца была проведена вторая серия измерений для восьми звезд из этой же группы; эти результаты также нанесены на рис. 11.7. Точки обеих серий наблюдений соединены линиями.

Очевидно, эти линии указывают путь перемещения звезды на диаграмме по ходу колебания ее ультрафиолетовой активности. Этот путь, оказывается, весьма интересен. Прежде всего заметна тенденция перемещения звезды вдоль теоретических треков, изображающих изменения цвета при колебании вспышечной активности. Иногда наблюдаемые линии почти параллельны теоретическим трекам. В таких случаях изменения цвета вызваны только колебаниями нетепловой активности звезды, не сопровождаемыми изменениями ее температуры. Наряду с этим имеются случаи, когда наблюдаемые треки не параллельны расчетным кривым. Очевидно их можно разложить на две составляющие — параллельные главным трекам и перпендикулярные к ним. Параллельная составляющая указывает долю нетеплового излучения в общем изменении цвета, а перпендикулярная — теплового, обусловленного изменением температуры звезды. Судя по представленным на рис. 11.7 данным, вклад тепловой составляющей все-таки невелик.

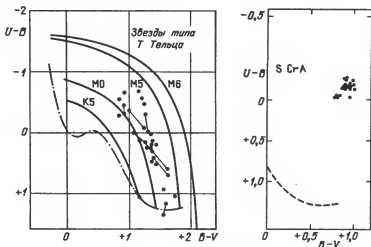


Рис. 11.7. Звезды типа Т Тельца на теоретической диаграмме $U - B \sim B - V$

Рис. 11.8. Наблюдаемые показатели цвета S CrA (точки) на теоретической цветовой диаграмме $U - B \sim B - V$. Штриховая линия соответствует главной последовательности

К таким же выводам приводит также анализ наблюдений Смэка для другой группы звезд типа Т Тельца [18], часть которых была измерена два-три раза и в разное время. Для восьми из них (из 14) — сюда входит и сама звезда Т Тау — ход изменения $U - B$ от $B - V$ оказался параллельным теоретическим трекам; для этих звезд изменения цвета почти целиком вызваны колебаниями нетепловой составляющей излучения. В случае шести звезд оба фактора — тепловой и нетепловой — играют примерно одинаковую роль.

Некоторые, особо интересные звезды типа Т Тельца стали предметом специального изучения с целью выявления поведения их колориметрических характеристик в течение времени. Две из них были упомянуты выше: Т Тау и RW Aur, их цветовые диаграммы приведены на рис. 11.4. Третий пример относится к особо активной звезде типа Т Тельца S CrA (рис. 11.8). Сопоставляя эти три диаграммы между собой, можно прийти к следующему заключению. Всем трем звездам с разной удаленностью от главной последовательности и, следовательно, разных возрастов присуща разная степень разброса (дисперсия) точек на диаграмме; разброс, например, в $U - B$ составляет $0^m,6$ в случае RW Aur, $0^m,4$ в случае Т Тау и $0^m,3$ — в случае S CrA. Последняя звезда (S CrA) к тому же находится довольно далеко от главной последовательности — почти на $1^m,5$ по оси $U - B$; она, по-видимому, представляет собой образец особо активной звезды типа Т Тельца с "устойчивой нестационарностью", чего нельзя сказать об остальных двух звездах. Звезды RW Aur и Т Тау находятся довольно близко к главной последовательности, и, похоже, по мере приближения звезды к ней явление нестационарности начинает нести все более случайный и спонтанный характер.

9. Эволюция звезд типа Т Тельца

На теоретической диаграмме $U - B \sim B - V$ звезды типа Т Тельца занимают всю область диаграммы — от главной последовательности до самой верхней границы диаграммы. При этом положение каждой звезды соответствует определенной степени ее активности, т.е. определенной величине τ (см. рис. 11.3). В самой верхней части находится немногочисленная группа особо активных в генерации нетепловой эмиссии звезд, которым мы дали название "объекты типа NX Mon", для них $\tau \approx 0,01 - 0,001$. Еще ниже и до главной последовательности рассеяны звезды с умеренной активностью, для которых $\tau \approx 0,0001$ и меньше. Наконец, на главной последовательности или вблизи нее находятся обычные вспыхивающие звезды типа UV Cet.

Любая звезда типа UV Cet является прежде всего нестационарным объектом. Это значит, что она не может сохранять степень своей активности — данную величину τ — бесконечно долго. В промежуток времени, сравнимый с продолжительностью жизни звезды, она должна постепенно перемещаться по диаграмме, осуществив своего рода дрейф от верхней ее границы к нижней.

Таким образом, эволюционное истолкование своеобразного распределения звезд типа Т Тельца на цветовой диаграмме кажется наиболее разумным — попытка, вообще говоря, не новая [28]. Исходным в этой эволюции является состояние, в котором оказывается звезда сразу после

рождения, а именно, состояние звезды типа NX Mon (часто указывается в качестве таковой другая особо активная звезда типа Т Тельца — YY Ori). Затем звезда спускается вниз, занимая промежуточное положение, где находятся обычные звезды типа Т Тельца. Наконец, с переходом звезды на главную последовательность, она теряет свойства пермаентной вспышки, сохраняя свойство эпизодических или спонтанных вспышек, т.е. становится типичной вспыхивающей звездой. В результате вырисовывается эволюционная последовательность [5]:

*Звезды типа NX Mon → обычные звезды типа Т Тельца →
→ вспыхивающие звезды*

или, символично,

NX Mon → T Tau → UV Cet.

Распределение звезд типа Т Тельца на диаграмме не показывает признаков скучивания или разрывов. Отсюда можно заключить, что эволюция по пути NX Mon → T Tau → UV Cet идет непрерывно, без скачков или разрывов. Судя по тому, что точек в верхней части диаграммы гораздо меньше, начальная фаза эволюции — состояние NX Mon — должна протекать очень быстро. Затем темп эволюции снижается и становится совсем медленным около главной последовательности.

Продолжительность нахождения звезды в фазе NX Mon, таким образом, самая короткая. Мы можем даже оценить эту продолжительность исходя из того факта, что звезды типа NX Mon составляют, по данным Аро, около 15% всех звезд типа Т Тельца в ассоциациях. Следовательно, продолжительность жизни звезды в состоянии NX Mon должна быть на порядок меньше продолжительности жизни нормальных звезд типа Т Тельца (порядка $2 \cdot 10^5$ лет). Поэтому продолжительность жизни, вернее, возраст звезд типа NX Mon должен быть порядка $2 \div 3 \cdot 10^4$ лет.

Для звезд типа Т Тельца, находящихся в скоплении NGC 2264, Уокер [17] построил более детальную цветовую диаграмму. Анализ этой диаграммы выявляет следующие интересные особенности в распределении звезд Т Тельца в зависимости от степени ее активности:

а) Когда звезда типа Т Тельца находится далеко от главной последовательности, то она, как правило, переменная и наоборот.

б) Когда звезда типа Т Тельца находится далеко от главной последовательности, то в ее спектре почти всегда присутствуют эмиссионные линии водорода и наоборот.

Примером такой звезды может служить опять та же NX Mon. В ее спектре присутствуют довольно сильные эмиссионные линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} и вместе с тем она переменная по общему блеску; амплитуда колебания блеска в период наблюдений Уокера составляла $0^m,57$ в визуальных лучах. Ясно, что такая "двойная" нестационарность не может продолжаться долго, и звезда должна сравнительно быстро перейти в состояние "нормальной" нестационарности.

Эволюционная последовательность NX Mon → T Tau → UV Cet выведена на основе анализа цветовых характеристик звезд. Имеются и другие факты, подтверждающие возможность этой последовательности. На них мы остановимся в следующих разделах.

10. Колебания блеска

Звезды типа Т Тельца классифицируются нами как объекты, находящиеся в состоянии "стационарной нестационарности", причем имеется в виду перманентность их вспышечной активности. Поэтому сильных колебаний за короткое время в их блеске не следует ожидать (мы не имеем в виду случаи настоящих вспышек). Чтобы можно было составить определенное представление о характере изменений блеска, необходимо располагать данными наблюдений в двух или нескольких лучах за период, охватывающий по крайней мере несколько лет.

Из двухцветных наблюдений, проведенных в отношении группы звезд типа Т Тельца, было установлено следующее [18]. Фотовизуальные амплитуды колебания блеска звезд Т, UX, RY, XZ, DN, GK Тау оказались небольшими, порядка $0,4-0^m,6$ в то время как амплитуды в фотографических лучах оказались в три-четыре раза больше. Напомним, что при тепловых процессах отношение амплитуд в фотографических и фотовизуальных лучах составляет всего 1,25. Все эти звезды, за исключением XZ Тау, не имеют очень сильных эмиссионных линий. Поэтому в данном случае речь может идти об усилении именно фотографической области непрерывного спектра. Для остальных звезд из этой группы характер изменений ΔB и ΔV указывает на некоторую роль изменения температуры звезд.

В другом случае [18] из 14 звезд типа Т Тельца, наблюдавшихся два и три раза, для восьми звезд отношение $\Delta B/\Delta V$ оказалось больше 1,25 и доходило в некоторых случаях до 2–3.

Ряд фотометрических (иногда многоканальных) наблюдений звезд типа Т Тельца был проведен синхронно с фиксацией интенсивности эмиссионной линии H_α [22, 30–32]. Анализ полученных при этом данных позволяет сделать следующие выводы.

Прежде всего все наблюдатели едины в том, что класс звезд типа Т Тельца неоднороден по характеру переменности. Далее, могут быть самые различные, иногда прямо противоположные (отрицательные) по характеру корреляции между изменениями блеска в той или иной области непрерывного спектра и изменениями интенсивности той или иной эмиссионной линии. У наименее активных звезд типа Т Тельца амплитуды изменения блеска несколько больше в красной части спектра, чем в синей, и в этом случае линия H_α усиливается по мере повышения блеска.

В случае несколько более активных звезд, когда рост блеска больше в синей части спектра, чем в визуальных лучах, H_α -эмиссия увеличивается в минимуме блеска (RW Aug).

Наконец, у наиболее активных в ультрафиолетовой части спектра звезд H_α -эмиссия заметно увеличивается в минимуме блеска (DF Тау). Наряду с этим нередки случаи положительной корреляции между H_α -эмиссией и блеском звезды в ультрафиолете.

Все эти разнообразные по форме и степени корреляции между интенсивностью эмиссионной линии и блеском звезды (добавим к ним RW Aug, рис. 11.5), как видели в гл. 9, поддаются интерпретации в рамках гипотезы быстрых электронов, без привлечения дополнительных допущений или предположений.

Результаты многоканальных фотометрических измерений звезд типа Т Тельца свидетельствуют также об аномальности закона поглощения света в окружающих эти звезды пылевых облаках. Есть подозрение в существовании нейтрального (неселективного) поглощения света в таких оболочках, т.е. возможности существования в них пылевых частиц больших размеров. По другим данным поглощение в окружающем звезду облаке носит сильно выраженный селективный характер; в случае V 380 Ori, например, закон поглощения даже имеет вид λ^{-2} [22].

Многоканальная фотометрия с очень высоким временным разрешением выявила другое, не менее интересное свойство звезд типа Т Тельца — так называемые быстрые флуктуации блеска звезды в ультрафиолете [31]. Такие флуктуации отмечены за период времени меньше 30 мин. Даже в течении времени меньше 0,5 ч могут иметь место довольно значительные изменения $U - B$ и $B - V$ (например, от $-0^m,70$ до $-0^m,49$ в первом случае и от $+0^m,75$ до $+0^m,72$ во втором у звезды DR Tau). Эти факты свидетельствуют о протекании непрекращающихся, довольно бурных процессов во внешних областях звезд, включая выбросы внутризвездной материи, их рассеяние, распад неустойчивых ядер и пр. По-видимому, внутренняя конвекция у звезд типа Т Тельца охватывает звезду целиком, поверхностные слои в том числе.

11. Потеря энергии звездами типа Т Тельца

В случае перманентной вспышки, характерной, согласно изложенной выше концепции, для звезд типа Т Тельца, суммарная энергия P_t быстрых электронов, покинувших звезду в течение времени t , будет

$$P_t = Pt. \quad (11.1)$$

где P дается соотношением (6.6), но на этот раз представляет собой количество энергии, потерянное звездой в одну секунду в результате "ухода" быстрых электронов. Это допущение не совсем правильное. При более корректной постановке задачи следовало бы исходить из того, что часть быстрых электронов, перед тем как покинуть звезду, может быть захвачена на некоторое время магнитным полем звезды в наружных областях ее атмосферы. В результате количество так или иначе ушедших от звезды электронов за одну секунду ("сток" электронов) будет значительно меньше P/\mathcal{E} , где \mathcal{E} — энергия одного электрона. Допустив, однако, что истечение быстрых электронов происходит с мощностью P эрг·с⁻¹, мы можем определить верхнюю границу суммарной энергии, потерянной звездой типа Т Тельца за время своего существования.

При радиусе звезды порядка $r_* \sim 1R_\odot$ и энергии быстрых электронов $\gamma = 3$ (11.1) примет вид

$$P_t = 10^{40} t \tau \text{ эрг}. \quad (11.2)$$

"Вспышечная активность" нормальных звезд типа Т Тельца характеризуется величиной $\tau \approx 0,001$ (см. § 3 этой главы), причем эта активность продолжается $t \approx 10^5$ лет. Отсюда найдем

$$P_t \approx 10^{49} \text{ эрг}.$$

Для очень активных звезд типа Т Тельца — объектов типа NX Mon — "вспышечная активность" по крайней мере на два порядка выше и соответствует значению $\tau \sim 0,01$ в течение 10^4 лет. Это дает опять-таки

$$P_i \approx 10^{4.9} \text{ эрг.}$$

В § 15 гл. 6 было найдено для полной энергии, потерянной одной вспыхивающей звездой типа UV Cet при параметрах вспышки $\tau \approx 0,001$ и $t \approx 10^8$ лет,

$$P_i \approx 10^{4.6} \text{ эрг.}$$

Приведенные величины, какими бы приблизительными они ни были, позволяют прийти к определенным выводам о темпах и способах потери энергии звездой за время ее существования, в особенности за первоначальный период. Так, звезда за первые десять тысяч лет теряет столько энергии, сколько за последующие сто тысяч. Далее, за весь период нормальной "вспышечной" активности, т.е. за 10^8 лет, она теряет в тысячу раз меньше энергии, чем за первые десять тысяч лет. Практически звезда освобождается от "излишней" энергии уже в очень раннем периоде своей жизни.

Если перейти от суммарной величины потери энергии к удельной, т.е. к энергии, освобожденной звездой данного типа за год, то распределение "удельной потери" характеризуется следующими данными (за единицу принята потеря энергии для звезд типа NX Mon):

Звезды типа NX Mon	1
Нормальные звезды типа Т Тельца	0,1–0,01
Вспыхивающие звезды	10^{-5} – 10^{-6}

Из этих данных следует, что свойство вспышки — перманентной или обычной — присуще прежде всего звездам типа Т Тельца, как особо активным, так и обычным. У типично вспыхивающих звезд это свойство носит в некотором смысле *реликтовый* характер, поскольку оно играет незначительную роль в их энергообмене.

Маловероятно, чтобы уточнение исходных данных в дальнейшем могло бы изменить эти выводы.

Мы плохо знаем абсолютные светимости самих звезд типа Т Тельца, без их газо-пылевых оболочек. Примем ориентировочно $L(M5)/L_{\odot} \approx 10^{-2}$. Тогда будем иметь для энергии, освобождаемой за год одной звездой типа Т Тельца путем лучеиспускания, $\sim 10^{3.9}$ эрг·год⁻¹. Сводка распределения мощности потери энергии в зависимости от ее формы (лучеиспускание или корпускулярное излучение) в ранние периоды развития звезды выглядит так, как это представлено в табл. 11.2.

Наиболее примечательными следует считать данные последнего столбца табл. 11.2 — отношение полной энергии в виде выброса быстрых электронов (P_i) к полной энергии в виде лучеиспускания (E_r). Это отношение очень велико — порядка 10^5 для звезд типа NX Mon и значительно меньше единицы у обычных вспыхивающих звезд; у последних преобладающей формой освобождения энергии является лучеиспускание. В противоположность этому у звезд типа Т Тельца, и в особенности типа NX Mon, основной формой освобождения внутризвездной энергии является

Т а б л и ц а 11.2. Полные потери энергии различных типов звезд
лучеиспусканием и выбросом быстрых электронов

Звезды	Возраст, лет	Полная потеря энергии лучеис- пусканием E_t , эрг	Полная потеря энергии выбро- сом быстрых электронов P_t , эрг	$\frac{P_t}{E_t}$
Типа NX Мон	10^4	10^{43}	10^{48}	10^5
Типа Т Тельца	$10^5 - 10^6$	$10^{44} - 10^{45}$	10^{48}	$10^3 - 10^4$
Вспыхивающие	10^8	10^{47}	$10^{46} - 10^{45}$	0,1 - 0,01

корпускулярное излучение — выброс быстрых электронов; роль лучеиспускания у них незначительна.

К выводу об исключительной роли и преобладающем значении процессов выброса элементарных частиц с высокой энергией — корпускулярной радиации — в общем балансе энергообмена у звезд типа Т Тельца приходят и другие авторы [33, 34]. При этом идея корпускулярной радиации звезд типа Т Тельца выдвигается с целью объяснения их инфракрасных эксцессов — как результат нагрева окружающей пылевой оболочки (протопланетного) облака корпускулярным потоком. В этом случае инфракрасные эксцессы получают нетепловую интерпретацию.

В связи с последним замечанием о нетепловой природе инфракрасного эксцесса у звезд типа Т Тельца представляют интерес результаты измерения Мендозы [10] по нахождению болометрической светимости этих звезд. При этом под болометрической светимостью L_* понимается интегральное излучение звезды в диапазоне от 0,3 до 50 мкм; величины L_* оказались очень большими — порядка десяти единиц ($L_\odot = 1$). Для отдельных звезд наблюдениями были найдены следующие значения L_*/L_\odot :

	RW Aur	T Tau	V 380 Ori	R Mon
L_*/L_\odot	5	40	270	800

Эти значения превышают принятую выше при наших вычислениях светимость звезды типа Т Тельца на три-пять порядков. Но не надо забывать, что оценка $L(M5) \sim 10^{-2} L_\odot$ относится к лучистой энергии, имеющей чисто тепловое происхождение, в то время как L_* имеет уже полностью или почти полностью нетепловое происхождение.

Данные табл. 11.2 носят оценочный характер и могут быть уточнены в дальнейшем. Следует признать, однако, что эти выводы далеко не совместимы с обычными представлениями о путях и формах освобождения звездной энергии. Явление вспышки приобретает уже новое, более широкое понятие и затрагивает основы звездной космогонии. Каждая звезда обладает в начальной фазе своего рождения не только избыточной массой, от которой она так или иначе избавляется, но и избыточной энергией. Именно вспышка — перманентная у одних звезд или эпизодическая у других — является той основной формой, с помощью которой они освобождаются от избыточной внутризвездной энергии на пути формирования и эволюции, аналогично тому, как истечение или выброс газовой материи — основная форма избавления от лишней массы.

12. Эмиссионные линии

Возбуждение эмиссионных линий у звезд типа Т Тельца происходит, в принципе, таким же образом, как у обычных вспыхивающих звезд. Сами эмиссионные линии рождаются в более или менее протяженной хромосфере звезды. Ионизация в хромосфере осуществляется за счет падающего извне коротковолнового излучения либо комптоновского происхождения, либо же переходного излучения, возникшего в газо-пылевом облаке; в обоих случаях ионизирующее излучение имеет нетепловую природу. Оболочка или облако из быстрых электронов формируется вначале над хромосферой, но, по всей вероятности, ниже газо-пылевого облака, окружающего звезду. Затем каким-то образом быстрые электроны проникают также в газо-пылевое облако, индуцируя переходное излучение и нагревая пылевые частицы.

Судя по размытости эмиссионных линий, неравномерное истечение газовой материи с поверхности звезды типа Т Тельца все-таки происходит: на это указывают результаты детальных спектрофотометрических исследований. Установлены заметные спектральные изменения у звезд Т Тельца за 24 часа и менее заметные в течение всего пяти часов [35]. Скорость истечения сравнительно небольшая — порядка $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а мощность — около 10^{-5} Э_\odot за год, по-видимому, несколько завышена [6].

Если L_c -излучение проникает достаточно глубоко в хромосферу, возбуждение эмиссионных линий водорода может иметь место и в ее глубоких, более плотных слоях. В этом случае неизбежно самопоглощение, и в результате декремент вышедших из хромосферы эмиссионных линий будет отличаться от декремента оптически тонкой среды (планетарные туманности). В частности, увеличится его крутизна. Вдобавок излучение в линиях в случае звезд типа Т Тельца должно еще пройти сквозь окружающее звезду газо-пылевое облако. В результате бальмеровский декремент у звезд типа Т Тельца будет как бы промежуточным между декрементом вспыхивающих звезд и планетарных туманностей.

Сказанное подтверждается данными, приведенными в табл. 11.3, — усредненными значениями бальмеровского декремента для четырех звезд типа Т Тельца: V 380 Ori, T Tau, RW Aur [22] и NX Mon [44]. Разброс между ними довольно большой, но не следует забывать, что бальмеровский декремент даже у одной и той же звезды варьирует в значительных пределах в зависимости от ее активности. За очень короткий промежуток времени, буквально за час, спектральные свойства некоторых звезд типа

Т а б л и ц а 11.3. Усредненный бальмеровский декремент (эмиссионные линии) для некоторых звезд типа Т Тельца

Линия	V 380 Ori	T Tau	RW Aur	NX Mon
H α	1,00	1,00	1,00	1,00
H β	0,30	0,15	0,32	0,50
H γ	0,10	0,04	0,10	0,32
H δ	0,07	—	—	—
H ϵ	0,04	—	—	0,27

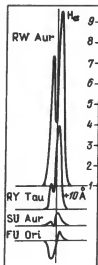


Рис. 11.9. Профили эмиссионной линии H_{α} в спектрах четырех звезд типа Т Тельца. Вертикальный масштаб указан в единицах уровня непрерывного спектра

Т Тельца (в частности, RW Aur) могут меняться радикальным образом — вплоть до исчезновения линий поглощения и появления эмиссионной линии и наоборот. Очевидно, такие быстрые изменения связаны с выбросом газового вещества. На это указывает также разнообразие профилей эмиссионных линий у разных представителей звезд типа Т Тельца, если представить условно, что все эти профили принадлежат одной и той же звезде, находящейся в разных степенях активности.

В качестве примера на рис. 11.9 показаны профили линий H_{α} у четырех звезд типа Т Тельца [22]. У звезд RW Aur и RY Tau этот профиль имеет седлообразную форму, смещенную в фиолетовую сторону. В случае SU Aur профиль раздвоен, без остаточной интенсивности. А в случае FU Ori мы имеем характерный

для звезд типа Р Сиг профиль линии, т.е. слабую эмиссионную линию с резким глубоким абсорбционным компонентом. У Т Тау эмиссия в H_{α} очень часто имеет одиночный профиль [29, 45], хотя иногда этот профиль приобретает сложную структуру со слабым фиолетовым эмиссионным компонентом [46].

Таким образом, профили эмиссионных линий у звезд типа Т Тельца могут быть трех типов: одиночные (Т Тау, V 380 Ori), двухкомпонентные со смещенным в фиолетовую сторону поглощением (RW Aur, RY Tau, SU Aur) и типа Р Сиг — со слабой эмиссией и сильным абсорбционным компонентом (FU Ori).

13. Выброс вещества из звезды или его падение на звезду?

Долгое время бытовало представление, будто звезды типа Т Тельца испытывают аккрецию — падение межзвездного вещества извне на звезду. К тому заключению приходит, в частности, Уокер [36], обнаруживший наличие сильного абсорбционного компонента с красной стороны водородных линий в спектрах ряда звезд этого типа — YY Ori, SY Ori, XX Ori и др.

Кажется, И.Р. Салманов [22] был первым, кому удалось доказать изменчивость знака радиальной скорости той или иной эмиссионной линии у одного типичного представителя этого класса объектов — V 380 Ori. На полученных им спектрограммах этой звезды водородные линии показывают в одни периоды положительные смещения в размере около $+80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а в другие — отрицательные и почти того же порядка, $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти смещения сопровождаются некоторыми изменениями в центральных интенсивностях и эквивалентных ширинах линий.

Подобные изменения знака смещения спектральных линий — с положительного на отрицательный и наоборот — были обнаружены также Кухи

[47] у ряда звезд типа Т Тельца. Изменения знака смещения иногда происходят в течение суток.

Наиболее вероятная интерпретация этих фактов может быть следующая: сперва происходит выброс газового вещества со скоростью ($\sim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), заведомо меньшей скорости отрыва от звезды. Затем, спустя некоторое время, выброшенное вещество снова падает на фотосферу звезды. Уокер, очевидно, "поймал" свои звезды в тот момент, когда газовое вещество, выброшенное звездой ранее, возвращалось (падало) на звезду.

Картина весьма напоминает наблюдаемую у Солнца: выброс и падение газового вещества при появлении возвратного протуберанца, только масштабы выброса в случае звезд типа Т Тельца куда большие.

Возможность нестационарного выброса вещества и нестационарного его падения у одной и той же звезды была продемонстрирована на примере той же звезды V 380 Ori [60]. Спектрограммы, полученные в разное время ее активности, указывают на существенные изменения в профилях спектральных линий в шкале времени от одного дня до недели. Значительные колебания испытывает также блеск самой звезды в общем свете. Отмечается также факт усиления эмиссионных линий металлов в периоды повышения блеска звезды. Некоторые из этих флуоресцентных линий — 4063 FeI, 4132 FeI — временами достигают очень большой силы в спектре DR Tau: были случаи, когда линия, например, 4063 FeI достигала по интенсивности силы линии H_{δ} .

Представляет особый интерес факт обнаружения большого количества эмиссионных линий со сложными переменными профилями в спектре DR Tau. В первую очередь это относится к бальмеровским линиям водорода, желтому резонансному дублету NaI, сильным линиям FeII, в одни периоды у которых наблюдаются профили типа P Cug, в другие — строго симметричные профили чистой эмиссии. При этом абсорбционный компонент профиля типа P Cug в одни периоды показывает положительное смещение, в другие — отрицательное; разброс скоростей — от $-200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ до $0 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Приведенные факты свидетельствуют о возможности выброса вещества звезды в одни периоды и падения того же вещества на звезду в другие. Более того, анализ профилей линий указывает на возможность как выброса, так и падения вещества даже одновременно. Во всяком случае отсутствие периодичности в изменениях радиальных скоростей эмиссионных линий свидетельствует о том, что как истечение, так и падение газового вещества происходит из одной звезды, а не из тесной двойной системы.

По своему спектроскопическому поведению звезда DR Tau существенно отличается от других звезд типа YY Ori (NX Mon), подобных S CrA, CoD—35° 10525, И, несмотря на это, признаки истечения вещества в одни периоды активности и падения вещества в другие были также обнаружены и у этих звезд.

Концепция перманентной вспышки как основной формы активности звезд типа Т Тельца появилась в результате анализа колориметрических данных этих звезд. Теперь, обращаясь к материалу иного рода — к эмиссионным линиям и их поведению как по времени, так и при переходе от одной звезды к другой, мы видим, что эти данные не только не проти-

воречат указанной концепции, но, наоборот, подкрепляют ее. Поведение эмиссионных линий свидетельствует в конечном счете о весьма бурных процессах, протекающих непрерывно, без периодов затишья, в атмосферах этих звезд. Комплекс всех свойств эмиссионных линий уже сам по себе является прямым указанием на то, что в атмосферах звезд типа Т Тельца идут процессы именно типа перманентной вспышки.

Выдвинутая модель атмосферы звезд типа Т Тельца предоставляет также возможность объяснения некоторых странностей в распределении непрерывной энергии в их спектрах. Странности заключаются прежде всего в том, что и в ультрафиолетовой и в инфракрасной областях эти звезды излучают значительно больше энергии, чем следует из закона Планка при данной эффективной температуре звезды (см. гл. 1, рис. 1.1). В нашем случае ансамбль из быстрых электронов вокруг звезды приводит к генерации дополнительного излучения в ультрафиолете, и этим можно объяснить наблюдаемые ультрафиолетовые эксцессы. В то же время газопылевое облако, окружающее звезду, нагреваясь корпускулярным потоком и тепловым излучением комптоновского происхождения, само становится источником дополнительного излучения с максимумом энергии в далекой инфракрасной области. Сумма этих двух видов излучения — ультрафиолетового и инфракрасного — и дает наблюдаемый спектр.

14. Эмиссионные линии при слабых вспышках

У большинства нестационарных звезд, в том числе типа Т Тельца, иногда наблюдаются значительные колебания интенсивности эмиссионных линий без заметных колебаний блеска звезды в общем свете. Анализ формулы (9.17) показывает, что подобное явление возможно при слабых вспышках, когда $\tau \leq 0,01$. В этом случае могут возбуждаться эмиссионные линии, достаточно сильные, чтобы можно было их обнаружить. Вместе с тем значительные колебания интенсивности этих линий не будут сопровождаться сколь-нибудь заметными колебаниями блеска звезды в фотографических, и, в особенности, в визуальных лучах.

В качестве примера приведем результаты вычислений для линии H_α в случае звезды класса M0 ($T_* = 3600$ K). При $\tau \leq 0,01$ можно принять в (9.17) $C_i(\tau, \gamma, T) \approx 1$. В результате получим

$$\frac{W_\alpha}{\lambda_\alpha} = W\gamma_\alpha \frac{3\gamma^4}{4} \frac{e^{x_\alpha} - 1}{x_\alpha^4} J_3(x_0/\gamma^2)\tau. \quad (11.3)$$

Т а б л и ц а 11.4. Эквивалентная ширина линии H_α и амплитуды колебания блеска звезды класса M0 в U-, B- и V-лучах при слабых вспышках

τ	$W(\text{\AA})$	ΔU	ΔB	ΔV
0,01	55	1 ^m 5	0 ^m 36	0 ^m 08
0,005	27	1,0	0,20	0,03
0,002	11	0,5	0,12	0,01
0,001	5	0,3	0,04	0,007

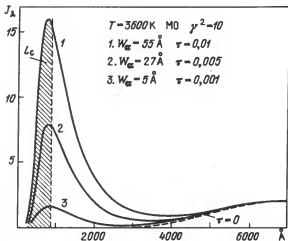


Рис. 11.10. Распределение непрерывного излучения комптоновского происхождения в видимой и ионизирующей водород областях при слабых вспышках звезды класса M0

Отсюда следует, что при сделанных предположениях $W_\alpha \sim \tau$. Приняв $W=0,2$ и $\gamma_\alpha=0,14$, найдем при $\gamma^2=10$: $W_\alpha=5,5 \cdot 10^4 \tau \text{ \AA}$.

В табл. 11.4 приведены величины W для ряда значений τ . Там же приведены амплитуды колебания блеска в U -, B - и V -лучах, вычисленные обычным способом (гл. 6) и при тех же значениях τ . Хотя десятикратные и вполне заметные колебания в интенсивности эмиссионных линий, как следует из этой таблицы, и сопровождаются значительными колебаниями блеска в V - и B -лучах, но сами абсолютные величины амплитуд очень малы — порядка $0,01-0,3^m$. На спектрограммах, полученных с помощью объективной призмы, такие большие колебания в интенсивности эмиссионной линии будут заметны даже на глаз, между тем колебания блеска в B - и V -лучах можно будет обнаружить с трудом, путем фотометрических измерений. Колебания блеска становятся значительными только в U -лучах.

Структура непрерывного спектра звезды при слабых вспышках выглядит так, как это изображено на рис. 11.10; на нем приведены кривые распределения энергий (в шкале длин волн) в непрерывном спектре звезды класса M0 при трех значениях τ : 0,01, 0,005 и 0,001. Штриховой вертикальной линией указана граница ионизации водорода; интенсивность H_α -линии пропорциональна энергии, соответствующей заштрихованной области слева от этой границы.

Таким образом, в рамках гипотезы быстрых электронов становится понятным и факт отсутствия в некоторых случаях видимой корреляции между колебаниями интенсивности линии H_α и общего блеска у звезд типа Т Тельца и аналогичных им объектов.

Ввиду того, что при слабых вспышках интенсивности эмиссионных линий особенно чувствительны к мощности вспышки, можно использовать эти линии в качестве индикаторов колебания нетепловой активности звезды.

15. Фуоры

В Орионе, вокруг λ Ori, звезды класса O7, имеется большая область нонизованного водорода радиусом около 3° . На восточном краю этой области находится маленькая темная туманность продолговатой формы (ее обозначение В 35). Эта туманность интересна тем, что непосредственно в ее пределах обнаружено 15 объектов с эмиссией HII и другими признаками переменности [37]. Одним из них является звезда FU Ori.

До 1936 г. FU Ori была известна как переменная звезда со слабыми колебаниями блеска в пределах от $m_{pg} = 15^m,3$ до $m_{pg} = 16^m,3$. Но вот в конце 1936 г. блеск этой звезды внезапно начинает расти, достигая 10-й величины в фотографических лучах. В конце 1937 г. она стала даже ярче 10-й величины, затем медленно слабея, дошла до $m_{pg} = 10^m,5$ и с тех пор блеск ее почти не меняется (вернее, заметно крайне медленное падение).

Момент начала повышения блеска или, если выражаться с некоторой оговоркой, "вспышка" FU Ori, не был установлен достаточно точно. Тем не менее можно считать установленным факт увеличения блеска звезды примерно в 100 раз по крайней мере в течение нескольких месяцев. И что самое поразительное — состояние такого резкого и значительного повышения блеска сохраняется у этой звезды уже более 40 лет.

Спектр FU Ori до подъема блеска не был известен. Детальное изучение его было проведено уже после "вспышки" [22, 38], в результате чего удалось установить присутствие в нем двух систем спектральных линий. Одна из этих систем характеризуется необычайно сильными балмеровскими линиями поглощения, указывающими на принадлежность звезды к субгигантам класса G. Вторая система состоит из эмиссионных линий и принадлежит газовой оболочке, причем эти линии смещены в коротковолновую сторону на величину $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, что свидетельствует об истечении газового вещества из звезды. Профиль самой линии H_α такого же типа, как у P Cyg (см. рис. 11.8).

В спектре FU Ori была обнаружена очень интенсивная линия поглощения 6707 \AA , по которой можно судить, что относительное содержание лития в фотосфере FU Ori должно быть примерно в 80 раз больше, чем в фотосфере Солнца. Заметим, что только у звезд типа T Тельца было обнаружено такое большое содержание лития (см. гл. 18).

"Вспышка" FU Ori долгие годы оставалась единственной в своем роде. И вот, в конце 1969 г., точно такая же история происходит с другой звездой — V 1057 Cyg = Lick H_α 190, находящейся в диффузной туманности NGC 7000 среди рассеянной группы звезд с эмиссионными линиями. До 1969 г. блеск этой звезды был $m_{pg} = 16^m,0$. В конце 1969 г. начинается резкое повышение блеска; через некоторое время он достиг величины $m_{pg} \approx 10^m,0$ [39]. Блеск звезды, таким образом, возрос более чем в сто раз.

В отличие от FU Ori спектр звезды V 1057 Cyg до подъема блеска был известен: она оказалась поздним карликом типа T Тельца с эмиссионными линиями и почти незаметными линиями поглощения [40, 41]. Спектрограммы, полученные после подъема блеска, характерны обычно для звезд

относительно высокой светимости. Обнаружено также смещение эмиссионной линии H_{α} в размере $420 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Следовательно, у этой звезды в настоящее время, вернее, сразу же после подъема блеска происходит истечение газового вещества, что может привести к образованию газовой оболочки вокруг нее.

В обоих случаях, FU Ori и V 1057 Cyg, произошло более чем стократное увеличение блеска звезды. В отличие от обычных вспыхивающих звезд, у которых за резким повышением блеска в момент вспышки следует сравнительно быстрое возвращение звезды в первоначальное состояние, у этих двух звезд такого возвращения не произошло. По существу, эти звезды сравнительно быстро переходили от одного состояния к другому, "не думая" о возвращении. Чтобы отличить их от обычных вспыхивающих звезд, В.А. Амбарцумян предложил назвать их *фуорами* [42].

Стократное повышение блеска в фотографических лучах у вспыхивающих звезд наблюдается не так уж редко. В этом отношении фуоры являются объектами, сходными со вспыхивающими звездами. Отличаются же они от вспыхивающих звезд следующими двумя признаками:

а) Фуоры "вспыхивают" медленнее; темп нарастания вспышки составляет около $0,0001 \text{ мкс}^{-1}$, что по крайней мере на два-три порядка меньше, чем у вспыхивающих звезд.

б) Фуоры после вспышки сохраняют "вспышечное" состояние очень долго — десятки, а может быть, и сотни лет. Это свойство является основным.

Несмотря на то, что фуоры вспыхивают медленно, все же более чем стократное повышение блеска за несколько месяцев следует считать очень быстрым для того, чтобы за это время могла бы произойти перестройка внутреннего состояния звезды, приведшая к существенному росту суммарной мощности источников излучения [42].

Выход из положения можно найти, допустив, что во внешних областях звезды имеются интенсивные и постоянно действующие источники энергии. Это значит, что у фуоров может существовать такой же механизм выделения непрерывной эмиссии и возбуждения эмиссионных линий, какой мы имели у звезд типа Т Тельца, — перманентная или высокочастотная вспышка.

Требование о расположении источников выделения энергии во внешних областях звезды следует распространить и на фуоры, оно подсказывается существенным наблюдательным фактом — наличием слабых эмиссионных линий в спектрах фуоров. Трудно себе представить возбуждение эмиссионных линий в хромосфере или в газовой оболочке звезды в случае, когда источники выделения дополнительной энергии, в том числе и ионизирующей радиации, были бы размещены в подфотосферных слоях. Для возбуждения хромосферы необходимы условия, при которых ионизирующее излучение может добраться до нее беспрепятственно, а это возможно только в случае, когда излучение это поступает извне.

Гипотеза быстрых электронов в принципе может обеспечить наблюдаемый рост блеска фуоров во время их медленной вспышки. Так, например, приняв приблизительно $m_{pg} = (\Delta U + \Delta B)/2$, найдем на рис. 6.3: $\Delta m_{pg} \approx 9^m$ при $\tau = 0,1$ и $\Delta m_{pg} \approx 4^m,5$ при $\tau = 0,01$. Между тем наблюдения

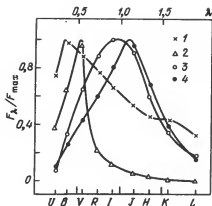


Рис. 11.11. Распределение энергии в непрерывном спектре от 0,34 мкм до 3,4 мкм для двух фуоров (FU Ori — 1 и V 1057 Cyg — 2), одной звезды типа Т Тельца (V 380 Ori — 3) и одной горячей звезды класса А2 (α -Cyg — 4)

дают, как мы видели выше, $\Delta m_{pg} \approx 5,5-6^m$, что соответствует значению τ чуть больше 0,01.

Название "фуоры", очевидно, включает в себя также понятие перехода звезды из состояния низкой светимости в состояние высокой светимости при условии, однако, что оба состояния зафиксированы наблюдением. Отбросим теперь первую половину этого условия, т.е. допустим, что наблюдатель не фиксирует состояние низкой светимости звезды, но фиксирует сразу состояние ее высокой светимости со всеми признаками проявления нестационарности. Тогда мы с неизбежностью приходим к выводу о том, что среди звезд типа Т Тельца должны существовать самые настоящие фуоры, причем в немалом количестве. В немалом потому, что за тридцать лет было зафиксировано два случая "фуоризации", причем именно среди звезд типа Т Тельца, поскольку после "фуоризации" звезда заведомо становится объектом типа Т Тельца, независимо от того, какой она была до этого. Такие фуоры следует искать, может быть, в первую очередь среди особо активных звезд типа NX Mon, о которых говорилось выше.

Что фуоры действительно являются звездами типа Т Тельца или становятся таковыми после медленной вспышки, подтверждается также результатами инфракрасных наблюдений. В отношении FU Ori и V 1057 Cyg такие наблюдения были проведены Мендозой [43] с помощью девятиканального электрофотометра, охватывающего диапазон от U (0,35 мкм) до L (3,4 мкм). На рис. 11.11 приведены кривые распределения энергии в спектрах этих звезд, а также V 380 Ori и, для сравнения, α Cyg — звезды класса А2. Обращает на себя внимание почти полное сходство спектральных кривых FU Ori и V 1057 Cyg, в особенности в области длиннее 1 мкм. Вместе с тем обе эти кривые сходны с теми, какие мы раньше встречали в случае Т Tau (см. рис. 1.2) с характерными для большинства звезд типа Т Тельца сильными инфракрасными эксцессами (это относится и к V 380 Ori). Больше того, у этих звезд обнаруживается заметный эксцесс также в ультрафиолетовой части спектра; величины U — B, например, равны $-0^m,23$, $+1^m,00$ и $+0^m,58$ для V 380 Ori, FU Ori и V 1057 Cyg соответственно.

Более подробно к проблеме свечения фуоров и вообще звезд типа Т Тельца мы вернемся в гл. 13.

16. Свойства фуоров. Немного статистики

Были получены инфракрасные спектры FU Ori и V 1057 Cyg на 4-метровом телескопе в диапазоне 1,5 – 2,5 мкм и с высоким спектральным разрешением [61]. Оба спектра оказались удивительно похожими друг на друга, в особенности в интервале 2–2,5 мкм. Основные особенности этих спектров сводятся к следующему: очень сильные полосы поглощения водяных паров (на 1,9 мкм и 1,4 мкм), четко заметны, хотя и слабые, полосы CO и отсутствуют линии водорода серии Брэггетта. Далее, наблюдаемое распределение энергии в диапазоне от 5000 Å до 20 мкм для V 1057 Cyg, оказывается, нельзя представить одной плакинской кривой. Более или менее удовлетворительная интерпретация этого распределения приводит к трехкомпонентной модели для этого фуора с разными эффективными температурами, а именно, с $T \approx 6000$ К в области 0,5 – 2 мкм, $T \approx 2000$ К для области 2 – 5 мкм и $T \approx 200$ К для 10 – 20 мкм.

Имеющиеся данные допускают возможность рассмотрения по крайней мере следующих трех моделей для феномена фуоров:

- 1) Одиночная звезда с околозвездным облаком.
- 2) Двойная система с общей околозвездной оболочкой.
- 3) Быстровращающаяся звезда со сплюснутой или дискообразной оболочкой.

При всей своей очевидности модель (1) находится в противоречии с наблюдениями в количественном отношении: горячая пылевая оболочка не может вызвать заметного поглощения в полосах паров воды. Отсутствие же колебаний в радиальных скоростях линий не говорит в пользу модели (2). А модель (3) имеет только одно и явно недостаточное наблюдательное свидетельство — большие ширины линий.

Как показано в [66], в инфракрасной области (1–20 мкм) спектра V 1057 Cyg имеется большой эксцесс, и его нельзя объяснить термической эмиссией частиц пыли при одной общей эффективной температуре. И здесь допущение наличия по крайней мере двух компонентов становится неизбежным — компонент с температурой излучения ~ 200 К для области 10 – 20 мкм, и компонент с гораздо большей температурой, порядка ~ 1800 К, для области 1 – 5 мкм. Вероятно, приходится говорить о наличии некоего температурного градиента, возможно, с изменяющимся законом, в пылевой оболочке, окружающей V 1057 Cyg.

Заметим попутно, что, как и в случае обычных звезд типа Т Тельца, существование кинематической связи между V 1057 Cyg и окружающей ее межзвездной материей не вызывает сомнения [62].

Как мы увидим далее (гл. 13), явление фуоров допускает возможность и иной интерпретации, основанной на переходном излучении.

Поиски по нахождению других фуоров, помимо FU Ori и V 1057 Cyg, привели к открытию еще двух подобных объектов: речь идет о звездах V 1515 Cyg и DR Tau.

Первая из этих звезд была открыта Хербигом [62]; ее вспышка оказалась менее бурной, чем у FU Ori и V 1057 Cyg; за двенадцать лет блеск звезды увеличился всего на 2^m — от 17^m до 15^m . Эта слабая переменная звезда находится вблизи отражающей туманности NGC 6914. Спектрограмма красной области V 1516 Cyg указывает на большое сходство со спек-

ром FU Ori, звезды класса раннего G с высокой светимостью, широкими линиями, с профилем линии H_{α} типа P Cyg и сильной линией поглощения 6707 \AA . Предполагается, что рост блеска начался с середины 1950 г. Спектрограмм этой звезды в минимуме, до повышения блеска, не имелось, первая ее спектрограмма была получена в 1954 г., в период роста блеска, когда m_{pg} составляла $14^m,5$; на ней была видна непрерывная эмиссия и широкая линия поглощения H_{α} .

За исключением одного обстоятельства — медленной фотометрической эволюции — в спектроскопическом отношении звезда V 1515 Cyg в целом сходна с FU Ori.

Вторая звезда, DR Tau, была открыта как фуор в 1976 г. [63]. В отличие от первых трех случаев эта звезда до "фуоризации" неоднократно наблюдалась как фотометрически, так и спектрофотометрически. Она, под обозначением MN 257—8, была классифицирована в 1949 г. Джоем [64] как звезда dK5e с сильной непрерывной эмиссией в голубой области спектра. Затем, в 1951 г., устанавливается ее переменность [65], а в 1951—1979 гг. она была предметом постоянных наблюдений как в оптической, так и в инфракрасной областях (см. литературу в [63]).

Анализ имеющихся для DR Tau наблюдательных данных, охватывающих период 1900—1977 гг., позволяет сделать следующие выводы. Блеск звезды в период 1900—1908 гг. был в пределах $12,5 - 14^m,0$, оставаясь затем, до 1940 г., неизменным. В дальнейшем, до 1970 г., происходит медленное ослабление блеска на $\sim 1^m$. Начиная с 1970 г., происходит повышение блеска на 3^m , а в 1978 г. его значение достигает величины $10^m,0$ в визуальных лучах. Таким образом, полный рост блеска в период фуоризации звезды составляет $5^m,3$ в B -лучах.

Начиная с 1970 г., DR Tau повышает свою общую активность, и тем не менее она отличается от типично эруптивных звезд типа Т Тельца, какими являются EX Lup и VY Tau; у этих последних колебания блеска происходят со значительно меньшей амплитудой, но несравненно более бурно.

Спектроскопические наблюдения подтверждают наличие больших эксцессов у этой звезды как в ультрафиолете, так и в инфракрасной области; в этом отношении DR Tau является типичным представителем объектов класса Т Тау. Спектрограммы, полученные уже в период роста блеска,

Т а б л и ц а 11.5. Основные данные о четырех известных фуорах (по данным до 1980 г.)

Фуор	Год максимума	Рост блеска $\Delta m(B)$	Продолжительность роста блеска, дни	Расстояние, пс	$\frac{L}{L_{\odot}}$	$E(B-V)$	$M_{pg \text{ max}}$
FU Ori	1937. Январь	6,2	120	500	685	0,8	-2,1
V 1057 Cyg	1970. Июль	5,2	390	600	(900)	1,0	-2,4
V 1515 Cyg	1960:	3,9	4000	1050	(170)	1,0	-0,6
DR Tau	1970	5,3	500	150	7,5	—	—

указывают на повышение ее эффективной температуры. После же максимума ее спектр стал похож на спектр "эволюционирующей" звезды типа Т Тельца, с переменными профилями типа Р Суг у многих эмиссионных линий, с явными признаками истечения вещества из фотосферы. Эволюцию спектрального класса можно характеризовать так: от dK5e в период ее минимума до "континуум + эмиссия" после максимума, с сохранением, однако, наиболее характерных особенностей спектра звезд типа Т Тельца. В 1979 г. эта звезда еще была на стадии повышенной активности, ее спектр в то время даже был далек от того, какой был характерен для первых фуоров — FU Ori и V 1057 Суг — после выброса. Даже полная (болометрическая) светимость DY Tau ($\sim 7,5 L_{\odot}$ в 1977 г.) оказалась на два порядка меньше болометрической светимости FU Ori ($\sim 685 L_{\odot}$).

Наряду с перечисленными четырьмя фуорами существуют также звезды, известные как эруптивные звезды типа Т Тельца, которые могут рассматриваться в качестве вероятных кандидатов в фуоры: это звезды EX Lup, VY Tau и UZ Tau — все класса M0e — M1eV (Li). Единственным пока признаком для такого рода предположения являются величины амплитуд колебаний их блеска — от 2^m до 4^m , а также факт непродолжительного нахождения в состоянии повышенного блеска — от нескольких месяцев до нескольких лет. Реальное же число таких кандидатов должно быть, конечно, значительно больше. Исходя из наблюдаемой частоты — 3 — 4 случая фуоризации за 80 лет и в сочетании с известным числом звезд типа Т Тельца (~ 120) в соседних с Солнцем ассоциациях, Хербиг [62] приходит к заключению, что фуоризация представляет собой процесс эруптивный по природе и повторяющийся по характеру с частотой в среднем один раз за 10 000 лет для одной звезды типа Т Тельца.

В табл. 11.5 приведены основные данные об известных по состоянию на 1980 г. четырех фуорах [62]. Значения болометрической светимости, L/L_{\odot} , для FU Ori и DR Tau взяты соответственно из [43] и [62], а для V 1057 Суг и V 1515 Суг эти значения найдены приблизительно, по известной для них M_{pg} (max).

17. Ультрафиолетовые спектры звезд типа Т Тельца

Первые ультрафиолетовые спектрограммы в области длин волн от 3000 Å до 1200 Å с достаточно хорошим спектральным разрешением ($\sim 6\text{Å}$) для нескольких наиболее ярких представителей звезд типа Т Тельца были получены в 1978 г. с помощью орбитальной обсерватории "IUE". Эти звезды суть: DR Tau, CoD-35° 10525, AS 205, S CrA [67, 68], RU Lup [69], T Tau, GW Ori, V 380 Ori [70], RW Aur [71]. Еще раньше, в 1977 г., были проведены внеатмосферные наблюдения в ультрафиолете с помощью пятиканального широкополосного фотометра, центрированного на длинах волн 3300, 2500, 2200, 1800 и 1550 Å, нидерландского астрофизического спутника "ANS" другой группы звезд типа Т Тельца — T Tau, CoD-44° 3318, V 1057 Суг, V 380 Ori [71]; на результатах этих наблюдений мы остановимся более подробно в § 15 гл. 13. Здесь же будут проанализированы только наблюдения "IUE".

Коротковолновые (1200–3000 Å) спектрограммы звезд типа Т Тельца оказались в высшей степени интересными. Прежде всего, в них очень много

эмиссионных линий, принадлежащих как нейтральным, так и высокоионизованным атомам — FeI, FeII, SiII, SiIII, SiIV, CII, CIII, CIV, а также HeII. Наивысшие состояния ионизации были представлены линиями CIV и NV.

Регистрограммы ультрафиолетовых спектров упомянутых звезд представлены на рис. 11.12 и 11.13, а в табл. 11.6 — список наиболее надежно отождествленных коротковолновых эмиссионных линий.

Самой сильной коротковолновой линией у всех без исключения звезд оказался резонансный дублет 2800 MgII; на нем мы остановимся в следующем параграфе. Вслед за ним идут резонансные дублеты 1548–1550 CIV, 1808 – 1817 SiII, а также 1394 – 1403 SiIV.

Почти все представленные в табл. 11.6 линии являются резонансными, возбужденными скорее всего электронными ударами, аналогично дублету 2800 MgII. Факт присутствия линий NV и CIV указывает на то, что электронная температура должна быть порядка 10^5 K и больше в тех областях атмосферы, где рождаются эти линии.

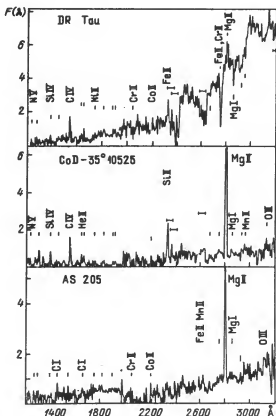


Рис. 11.12. Наблюдаемые ультрафиолетовые спектры трех звезд типа Т Тельца: DR Tau, CoD-35°40525 и AS 205 в диапазоне длин волн 1200–3000 Å

Т а б л и ц а 11.6. Наблюдаемые потоки (в единицах 10^{-14} эрг · см⁻² · с⁻¹) в отдельных ультрафиолетовых эмиссионных линиях в спектрах некоторых звезд типа Т Тельца по данным "IUE"

Линии	DR Tau, $V = 12^m,4$	CoD -35° 10525, $V = 11^m,9$	AS 205, $V = 12^m,4$	S CrA, $V = 11^m,7$	RU Lup, $V = 11^m,1$
1239, 1242 NV	?	2,8	?	?	
1394, 1403 SiIV	2,3	4,1	1,5	4,7	17,0
1486 NIV	1,4	—	0,7	1,2	
1548, 1550 CIV	11,8	14,2	1,8	4,4	24,0
1640 HeII	1,8	3,6	0,6	—	
1650, 1658 CI	4,1	4,0	2,6	5,2	
1808, 1817 SiII	6,2	4,0	2,7	7,8	20
1892 SiIII	5,4	3,2	0,7	5,8	6,9
1908 CIII	5,2	3,2	0,6	1,7	
2334 SiIII				4,0	
2795, 2803 MgII	21,6	110	59,6	100	200

SiII, 1817 SiII — являются постоянными компонентами спектров почти всех звезд. Исключение, возможно, составляет V 380 Ori; в ее спектре область 1200 — 1900 Å представлена только линиями поглощения, в том числе 1550 CIV, 1808 SiII, 1817 SiII и др., а в области 1900—3000 Å чуть ли не единственной эмиссионной линией является 2800 MgII; все остальные линии, в том числе 2852 MgI, присутствуют здесь в поглощении. Среди остальных линий поглощения наиболее сильны 1260 SiII, 1302 OI + 1304 SiIII, 1669 AlII, очень сильные линии, почти полосы, однажды ионизованного железа 2327—2381 Å, 2367—2413 Å, 2538—2539 Å, 2746—2749 Å, а также однажды ионизованных металлов — хрома, марганца и др. Такая же картина, по крайней мере качественно, наблюдается и в спектре S CrA (см. табл. 11.6).

Наиболее сильные ультрафиолетовые континуумы наблюдаются, как было отмечено выше, у звезд DR Tau, S CrA и V 380 Ori. Раньше, по наземным наблюдениям, эти звезды были известны как объекты с очень сильной непрерывной эмиссией — все они являются звездами типа YY Ori с сильно "завуалированной" голубой и визуальной областями. Как видим, наличие корреляция между степенью "завуалированности" видимого фотографического спектра и силой их ультрафиолетового континуума, чего и следовало ожидать.

Некоторые исследователи [67, 68] связывают разнообразия в ультрафиолетовых спектрах звезд типа Т Тельца с наличием околосветных облаков и, в частности, с аккрецией вещества этого облака со сверхзвуковой скоростью. Первое из этих предположений не встречает возражений, а что касается аккреции, то она сомнительна по тем причинам, о которых говорилось выше, в § 13. Из того факта, что эмиссионные линии, с одной стороны, и линии поглощения — с другой, в общем-то одной силы, следует заключить, что плотность падающего на звезду вещества должна быть очень большая: порядка плотности вещества в областях атмосферы звезды,

где рождаются сами эмиссионные линии, т.е. в хромосферах, к тому же anomalно плотных у этих звезд.

Вывод ясен: ультрафиолетовые (1200 – 3000 Å) спектры звезд типа Т Тельца отличаются крайним разнообразием не только в количественном, но прежде всего в качественном отношении. Разнообразие относится к силе и характеру не только ультрафиолетового континуума, но и спектральных линий — эмиссионных и абсорбционных. При этом разнообразие спектров в ультрафиолете сильнее, нежели в видимой области. Ясно, что факторы, приводящие к образованию подобного разнообразия — околозвездные облака, выброс вещества и последующее его падение на звезду, возможно, частичная аккреция. мощная хромосфера, газовая оболочка и пр. — проявляют себя особо эффективно в ультрафиолете.

18. Эмиссионный дублет 2800 MgII в спектрах звезд типа Т Тельца

Резонансный дублет ионизованного магния 2800 MgII обнаружен в эмиссии в спектрах всех без исключения звезд типа Т Тельца, наблюдаемых во внеатмосферных условиях. Более того, линия 2800 MgII — самая сильная в диапазоне 1200 – 3000 Å; вслед за ней идут эмиссионные линии 1550 CIV у одних звезд или 1808 SiII у других. Есть основание полагать, что линия 2800 MgII должна быть самой сильной у всех звезд типа Т Тельца в диапазоне от 1000 Å до 10000 Å.

Что касается эквивалентной ширины дублета 2800 MgII, то она варьирует в широких пределах — от 5 Å у DR Tau до ~ 400 Å у Т Tau (см. табл. 11.7). Впрочем, эквивалентная ширина $W(2800)$ зависит не только от абсолютной силы самой линии, но и от уровня непрерывного спектра (фона) на ~ 2800 Å. Этот последний варьирует в широких пределах при переходе от одной звезды к другой. Поэтому у иной звезды с относительно слабой эмиссионной линией 2800 MgII сама величина $W(2800 \text{ MgII})$ может оказаться очень большой лишь в силу того, что непрерывный спектр очень слаб.

Наблюдательных данных об эмиссионной линии 2800 MgII и вообще об ультрафиолетовых спектрах звезд типа Т Тельца имеется пока немного — всего восемь случаев (по состоянию на 1980 г.), они сведены в табл. 11.7, — и поэтому трудно сделать какие-либо выводы. Тем не менее некоторые черты в поведении этого дублета в спектрах звезд типа Т Тельца вырисовываются. Так, наиболее сильные непрерывные спектры в области длиннее 2500 Å обнаружены у звезд DR Tau и S CrA. В то же время у них дублет 2800 MgII относительно слаб. И наоборот, самая мощная линия 2800 MgII в эмиссии была обнаружена у CoD-35°10525, у которой непрерывный спектр в области длиннее 2300 Å очень слаб и отсутствует почти вовсе в области еще более коротких волн. Не является ли это явным указанием на то, что эмиссионные линии, с одной стороны, и континуум, с другой, рождаются в разных областях атмосферы звезды типа Т Тельца? Например, эмиссионные линии — в хромосфере, а непрерывная эмиссия — в области, находящейся выше хромосферы. И разве это не есть модель типично вспыхивающей звезды, рассмотренная в предыдущих главах настоящей монографии?

Т а б л и ц а 11.7. Эмиссионный дублет 2800 MgII в спектрах некоторых звезд типа Т Тельца по наблюдениям "IUE"

Звезда	$W(2800)$, Å	$\frac{F(2800 \text{ Mg II})}{F(1550 \text{ CIV})}$	2852 MgI
DR Tau	5	2	Поглощ.
V 380 Ori	10:	—	Поглощ.
S CrA	>25	>20	Поглощ.
GW Ori	30:	0,3?	Поглощ.
RU Lup	>30	>10	Поглощ.
AS 205	60	33	Эмиссия
CoD -35°10525	>200	>10	Эмиссия
T Tau	400:	2:	Эмиссия

Звезда DR Tau интересна еще тем, что профиль линии 2800 MgII то ли расщеплен, то ли разделен, трудно сказать, на два компонента, 2796 Å и 2802 Å (см. рис. 11.12).

Для физики атмосфер звезд типа Т Тельца представляет определенный интерес резонансная линия нейтрального магния 2852 MgI. Эта линия также была обнаружена в спектрах уже упомянутых выше звезд. Однако в отличие от 2800 MgII, которая выступает непременно в эмиссии, поведение 2852 MgI двоякое: она выступает в эмиссии у одних звезд и в виде линии поглощения у других (см. табл. 11.7). Заметно, однако, что линия 2852 MgI выступает в поглощении в тех случаях, когда эквивалентная ширина 2800 MgII мала (практически, когда $W(2800) < 30$ Å), и наоборот, линия 2852 MgI выступает в эмиссии, когда 2800 MgII очень сильна ($W(2800) > 50$ Å). Понять такое поведение обеих линий нетрудно: на линию поглощения 2852 MgI фотосферного происхождения налагается эмиссионная линия 2852 MgI хромосферы, и если хромосфера очень мощная, то часть ее эмиссии в 2852 MgI, заливая полностью линию поглощения 2852 MgI, даст выход остальной части этой эмиссии в виде эмиссионной линии. Отсюда следует, что наблюдать 2852 MgI в виде "чистой" эмиссионной линии или "чистой" линии поглощения в принципе мы не сможем; всегда наблюдаемая линия поглощения будет частично "залита" эмиссией, и наоборот — эмиссионная линия окажется "зажатой" линией поглощения.

Указанное обстоятельство, по сути дела, обесценивает значение линии 2852 MgI при решении проблем, связанных с физикой атмосферы (фотосфера, хромосфера и, возможно, газовая оболочка) звезд типа Т Тельца. Остается надеяться, что в будущем, по мере накопления наблюдательного материала, удастся выделить линию поглощения 2852 MgI в "чистом" виде хотя бы у одного-двух представителей этого класса объектов с тем, чтобы можно было внести соответствующую редукцию за эффект "заливания" у остальных звезд.

Что касается эмиссионной линии 2800 MgII, то она практически свободна от влияния фотосферной линии поглощения того же дублета; в фотосферах звезд типа Т Тельца магний будет находиться, надо полагать, почти целиком

в нейтральном состоянии. Механизм возбуждения этого дублета в эмиссии тот же самый, что мы имели в случае хромосфер вспыхивающих звезд, т.е. неупругие электронные соударения (см. раздел 20 гл. 9).

19. Об эффективной температуре звезд типа Т Тельца в ультрафиолете

Наиболее сильные эмиссионные линии в ультрафиолетовых спектрах звезд типа Т Тельца, кроме всего прочего, могут представить и практический интерес: с их помощью можно определить эффективную температуру ионизирующего излучения. В принципе это делается путем использования пар резонансных линий, принадлежащих последовательным состояниям ионизации одного и того же атома, например, линий C^{++} и C^{++} , Si^{+++} и Si^{++} и т.д.

Исходными при решении поставленной задачи являются следующие положения.

а) В результате фотоионизации появляются интересные нас пары.

б) Возбуждаются резонансные эмиссионные линии неупругими электронными столкновениями, аналогично запрещенным линиям в туманностях и газовых оболочках.

Чтобы найти отношение числа пар с последующими степенями ионизации, следовало бы написать уравнение ионизационного равновесия. Но для этого нужно знать коэффициенты рекомбинации, известные далеко не для всех интересующих нас случаев. Ограничимся поэтому использованием формулы Саха для фотоионизации. Неизвестны также "силы ударов" для большинства переходов. Однако, имея в виду поставленную задачу — нахождение зависимости между отношением наблюдаемых интенсивностей данной пары линий и искомой эффективной температурой фотоионизации T_* , можно отношения "силы ударов" совместно с весовыми коэффициентами принять равными единице, коль скоро все эти величины окажутся при определении T_* под знаком логарифма.

Итак, если обозначить через $E(A)$ и $E(B)$ интенсивности двух резонансных линий А и В, возбужденных путем электронных столкновений из основных уровней и принадлежащих $r+1$ и r раз ионизованным атомам соответственно, то можно вывести для их отношения $E(A)/E(B)$ выражение

$$\frac{E(A)}{E(B)} = \frac{2(2\pi\mu k)^{3/2}}{h^3} \frac{T_*^{3/2}}{n_e} \exp\left[-\frac{\mathcal{E}(A)-\mathcal{E}(B)}{kT_e}\right] \exp\left(-\frac{\chi^{r+1}}{kT_*}\right), \quad (11.4)$$

где n_e и T_e суть электронная концентрация и электронная температура среды, $\mathcal{E}(A)$ и $\mathcal{E}(B)$ — потенциалы возбуждения линий А и В.

Наиболее интенсивными для нахождения T_* могут оказаться следующие пары линий (λ_0 означает область спектра, к которой относится данное значение T_*):

		λ_0
1892 SiII	и	1808 SiII < 750 Å
1400 SiIV	и	1892 SiIII < 370 Å
1550 CIV	и	1909 CIII < 190 Å

Разумеется, найденные с помощью этих линий числовые значения T_* могут и должны отличаться друг от друга, и даже существенно, поскольку относятся они к различным областям спектра ионизирующего излучения, общий спектр которого в принципе не может быть представлен одной-единственной эффективной температурой в силу нетепловой природы этого излучения. Вместе с тем знание последовательных величин T_* для разных областей спектра может иметь огромное значение для понимания характера и истинной природы коротковолнового излучения у звезд типа Т Тельца.

Перейдем к применению формулы (11.4) для отмеченных выше трех комбинаций эмиссионных линий.

Комбинация линий 1892 SiIII и 1808 SiII. Имеем $\chi^{r+1} = \chi(\text{Si}^{++}) = 33,5 \text{ эВ}$, $\& (A) = 6,53 \text{ эВ}$, $\& (B) = 6,83 \text{ эВ}$. Здесь и далее примем $T_e = 10^4 \text{ К}$. Тогда найдем из (11.4)

$$\frac{E(1892 \text{ SiIII})}{E(1808 \text{ SiII})} = 2,40 \cdot 10^{15} \frac{T_*^{3/2}}{n_e} \exp\left(-\frac{388\,000}{T_*}\right). \quad (11.5)$$

Как следует из данных табл. 11.6, отношение $E(1892 \text{ SiIII})/E(1808 \text{ SiII})$ для всех звезд находится в пределах 0,25–1. Как будет показано в следующем параграфе, электронная концентрация $n_e \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в той части атмосферы звезд типа Т Тельца, где формируются интересующие нас эмиссионные линии. Найдем из (11.5) для T_* значение от 13 500 до 14 200 К или порядка 15 000 К. Эта температура относится к частотам фотоионизации Si^{++} , т.е. к области длин волн $\lambda_0 < 370 \text{ Å}$.

Комбинация линий 1400 SiIV и 1892 SiIII. В этом случае имеем $\chi^{r+1} = \chi(\text{Si}^{+++}) = 45,1 \text{ эВ}$, $\& (A) = 8,83 \text{ эВ}$, $\& (B) = 6,53 \text{ эВ}$ и

$$\frac{E(1400 \text{ SiIV})}{E(1892 \text{ SiIII})} = 1,67 \cdot 10^{14} \frac{T_*^{3/2}}{n_e} \exp\left(-\frac{523\,000}{T_*}\right). \quad (11.6)$$

Наблюдаемые значения отношения $E(1400 \text{ SiIV})/E(1892 \text{ SiIII})$ находятся в пределах 0,5 – 2 (табл. 11.6), которым и соответствуют (при $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) значения T_* , согласно формуле (11.6), от 20 400 до 21 000 К, в среднем 21 000 К. Эта температура относится к области $\lambda_0 < 275 \text{ Å}$ – области фотоионизации Si^{+++} .

Комбинация линий 1550 CIV и 1909 CIII. Имеем $\chi^{r+1} = \chi(\text{C}^{+++}) = 64,5 \text{ эВ}$, $\& (A) = 8,24 \text{ эВ}$, $\& (B) = 6,48 \text{ эВ}$ и

$$\frac{E(1550 \text{ CIV})}{E(1909 \text{ CIII})} = 3,1 \cdot 10^{14} \frac{T_*^{3/2}}{n_e} \exp\left(-\frac{748\,000}{T_*}\right). \quad (11.7)$$

Наблюдения дают (см. табл. 11.6) для отношения $E(1550 \text{ CIV})/E(1909 \text{ CIII})$ значения в пределах 2 ÷ 4. Этому соответствует T_* от 28 600 до 29 600 К, в среднем 29 000 К или ~ 30 000 К. Эта температура относится к области спектра $\lambda_0 < 190 \text{ Å}$. Как и следовало ожидать, найденные значения T_* оказались разными для разных областей спектра, причем возрастающими по мере перехода в область более коротких волн. Вместе с тем наблюдаемый разброс в величинах отношений интенсивностей взятых пар линий по существу не повлиял на величину T_* для данной области спектра. Иначе говоря, распределение T_* в ультрафиолете, по-видимому, носит довольно

устойчивый характер среди всех представителей этого типа объектов. Это распределение, во всяком случае на данном этапе наших знаний об эмиссионных линиях звезд типа Т Тельца, представляется следующим образом:

область спектра	$\lambda < 370 \text{ \AA}$	$T_e \approx 15\,000 \text{ K}$
" "	$\lambda < 270 \text{ \AA}$	$T_e \approx 20\,000 \text{ K}$
" "	$\lambda < 190 \text{ \AA}$	$T_e \approx 30\,000 \text{ K}$

Полученные результаты еще раз подтверждают итепловую природу излучения этих звезд в ультрафиолете. Что касается "конструирования" истинного спектра итеплового излучения в ультрафиолете звезд типа Т Тельца, то эта задача, будучи очень интересной и заманчивой, требует для своего решения более полной информации об интенсивностях всех эмиссионных линий и их континуумов.

Таким образом, наблюдения свидетельствуют о том, что у звезд типа Т Тельца имеется излучение, довольно значительное, в области спектра короче 200 \AA и, возможно, даже до мягкого рентгена ($\sim 100 \text{ \AA}$ и короче). Если это излучение комптоновское, то закон преобразования частоты фотона в предельном случае, при $\nu = 4\gamma^2\nu_0$ (см. гл. 3), может обеспечить переход максимума спектра обычного теплового излучения ($4000 - 10\,000 \text{ \AA}$) в область $100-250 \text{ \AA}$ при энергии быстрых электронов $\gamma^2 = 10$. Коль скоро мы допускаем возможность перманентной вспышки — непрерывного появления быстрых электронов во внешних областях звезды типа Т Тельца — и, главное, удерживание этих электронов в их атмосферах (в отличие от вспыхивающих звезд), то взаимодействие таких электронов с атомами и тепловыми электронами может привести к образованию множества локальных "горячих" областей со средней энергией частиц порядка 100 эВ и более, способных на двукратную, трехкратную ионизацию углерода, кремния и других элементов путем неупругих столкновений.

20. Электронная концентрация в оболочках звезд типа Т Тельца

По-видимому, присутствие эмиссионных линий CIII 1908 и SiIII 1892 является свойством, общим для ультрафиолетовых спектров всех звезд типа Т Тельца; во всяком случае обе линии были видны весьма отчетливо на спектрах упомянутых выше восьми звезд этого типа (см. рис. 11.12 и 11.13).

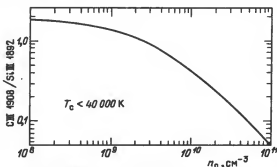


Рис. 11.14. Теоретическая кривая зависимости отношения интенсивностей эмиссионных линий CIII (1908) / SiIII (1892) от электронной концентрации среды n_e

Таблица 11.8. Электронная концентрация в газовых оболочках (хромосферах) некоторых звезд типа Т Тельца, найденная методом CIII(1908)/SiIII(1892)

Звезда	$\frac{\text{CIII}(1908)}{\text{SiIII}(1892)}$	$n_e, \text{см}^{-3}$	Звезда	$\frac{\text{CIII}(1908)}{\text{SiIII}(1892)}$	$n_e, \text{см}^{-3}$
DR Tau	0,96	$3,5 \cdot 10^9$	CoD-35°10525	1	$3,0 \cdot 10^9$
S CrA	0,29	$2,0 \cdot 10^{10}$	RU Lup	0,8	$4,2 \cdot 10^9$
AS 205	0,85	$4,0 \cdot 10^9$			

С другой стороны, дифференциальная мера эмиссии в этих линиях не зависит, оказывается, от условий в среде, где формируются сами линии; она почти постоянна как для различных образований в атмосфере Солнца (активные области, солнечные вспышки разной мощности, спокойное Солнце, корональные дыры и пр.), так и для хромосфер разных типов звезд. Иначе говоря, отношение интенсивностей обеих этих линий CIII(1908)/SiIII(1892) почти не зависит от эффективной температуры, во всяком случае при $T_e < 4 \cdot 10^4 \text{ K}$, и зависит только от электронной концентрации n_e . Это обстоятельство позволяет предложить метод нахождения n_e в газовых оболочках (хромосферах) звезд типа Т Тельца по наблюдаемой величине отношения CIII(1908)/SiIII(1892). Теоретическая кривая зависимости n_e от CIII(1908)/SiIII(1892), построенная Дошеком и др. [72, 73] на основе изложенных соображений, показана на рис. 11.14 для интервала n_e от 10^8 см^{-3} до 10^{11} см^{-3} (продолжение этой зависимости до значений $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведено в [74]).

В табл. 11.8 собраны числовые значения отношения CIII(1908)/SiIII(1892) и найденные этим способом значения n_e для упомянутых пяти звезд типа Т Тельца (для RU Lup дана только приблизительная оценка на основе приведенной в [69] записи спектра). Как видим, n_e находится в пределах $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для тех областей газовых оболочек звезд типа Т Тельца, где формируются эти эмиссионные линии. Заметим, что благодаря близости длин волн обеих этих линий, дифференциальное поглощение в газопылевой оболочке будет незначительное, если, конечно, обе эти линии рождаются в одних и тех же слоях оболочек.

Обращает на себя внимание странная близость значений n_e почти для всех приведенных в табл. 11.8 звезд, несмотря на то, что сами эти звезды отличаются друг от друга во многих отношениях и довольно сильно. Это обстоятельство наводит на мысль: не срабатывает ли в атмосферах звезд типа Т Тельца некая стратификация, в результате чего эти высоковозбужденные линии формируются только в определенных слоях среды с вполне определенной величиной n_e и, быть может, T_e и T_{eff} . Если да, то придется говорить о возможности существования переходной зоны в оболочках этих звезд, аналогично переходной зоне в солнечной атмосфере, ниже и выше которой линии CIII и SiIII не могут возбуждаться.

21. Об электронной температуре в газовых оболочках звезд типа Т Тельца

Эмиссионные линии 2334 SiII ($^4P - ^2P^0$) и 1808 + 1817 SiII ($^2D - ^2P^0$) являются резонансными и принадлежат однажды ионизованному кремнию. Структура энергетических уровней, при переходе с которых возникают эти линии, трехъярусная: над основным уровнем $3p^2P^0$ находится уровень $3p^2^4P$ ($\varepsilon_{12} = 5,32$ эВ), а еще выше — $3p^2^2D$ ($\varepsilon_{13} = 6,86$ эВ).

Обе системы эмиссионных линий, 2334 SiII и 1808 + 1817 SiII, наблюдаются в спектрах всех без исключения звезд типа Т Тельца, для которых были проведены спектрометрические наблюдения во внеатмосферных условиях. При этом разброс в величинах отношения $E(2334)/E(1808 + 1817)$, по-видимому, невелик — больше единицы и в среднем порядка 3.

По всей вероятности обе указанные системы линий возбуждаются аналогично дублету 2800 MgII — электронными неупругими столкновениями. Тогда можно найти величину электронной температуры T_e среды, где возникают эти линии, по наблюдаемой величине отношения их интенсивностей. Для нахождения же теоретической зависимости между T_e и отношением $E(2334)/E(1808 + 1817)$ необходимо знать атомные параметры — эйнштейновские коэффициенты вероятностей и "силы ударов" соответствующих переходов. Этих данных пока нет, хотя они несомненно появятся в будущем. Можно, однако, предвидеть ожидаемую структуру некоей формулы; она будет иметь вид

$$\frac{E(2334)}{E(1808 + 1817)} = C \exp\left(\frac{\varepsilon_{13} - \varepsilon_{12}}{kT_e}\right) = C \exp\left(\frac{18\,100}{T_e}\right), \quad (11.8)$$

где C , по-видимому, должно быть очень близко к единице. Пользуясь известными для упомянутых выше пяти звезд типа Т Тельца величинами наблюдаемых интенсивностей линий 2334 SiII и 1808 + 1817 SiII (табл. 11.6), легко найти числовые значения левой части формулы (11.8); они приведены во втором столбце табл. 11.9. Далее, приняв в (11.8) условие $C = 1$, можно найти хотя бы приблизительно величины T_e ; они представлены в последнем столбце табл. 11.9.

Конечно, найденные значения T_e для этих звезд могут и не соответствовать действительности, но они хотя бы дают некоторое представление о возможном разбросе в величинах T_e . Судя по полученным данным, разброс

Т а б л и ц а 11.9. Отношение интенсивностей эмиссионных линий 2334 SiII и 1808 + 1817 SiII в спектрах пяти звезд типа Т Тельца и порядок величины электронной температуры T_e в их газовых оболочках

Звезда	$\frac{E(2334)}{E(1808 + 1817)}$	T_e , К	Звезда	$\frac{E(2334)}{E(1808 + 1817)}$	T_e , К
RU Lup	2,3	21 700	CoD-35°10525	6,5	9 600
S Cr A	3,1	15 900	AS 205	3,1	15 900
DR Tau	2,6	19 000			

в величинах электронной температуры в газовых оболочках (или хромосферах) может составить 1,5 – 2 раза среди разных представителей звезд типа Т Тельца.

22. Об эмиссии в линии 2932 MgII

На "IUE" спектрограммах одной звезды типа Т Тельца — LH α 332–21 класса G8e с эмиссионными линиями, члена одной из ближайших к нам Т-ассоциаций, была обнаружена линия 2932 MgII в эмиссии, отождествляемая с дублетом 2928 + 2936 MgII [75]. Это первый случай, когда субординатный дублет однажды ионизованного магния, возникший отнюдь не в результате перехода с метастабильного уровня, наблюдается в эмиссии. Ранее этот дублет был обнаружен [76] на коротковолновых спектрограммах "Ориона-2" у звезд поздних подклассов В и ранних А в виде не очень сильной линии поглощения 2932 MgII. При этом, как оказалось, интенсивность этой линии по отношению к другой соседней линии поглощения 2905 SiII может быть использована в качестве достаточно чувствительного

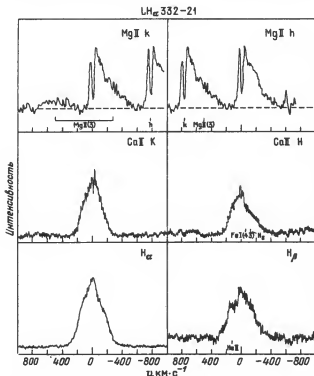
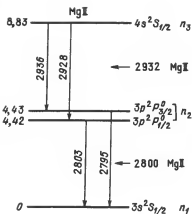


Рис. 11.15. Профили эмиссионных линий MgII ("IUE"), CaII и водорода в спектре звезды типа Т Тельца LH α 332–21. Вертикальная шкала идентична попарно. Прерывистая горизонтальная линия в случае MgII — нулевой уровень. Узкие и глубокие линии поглощения в случае MgII имеют межзвездное происхождение. Линии MgII указывают на наличие поглощения типа P Cyg профиля, чего нет в оптических линиях

Рис. 11.16. Схема энергетических уровней Mg II. Цифры слева – потенциалы возбуждения в электрон-вольтах, n_1 , n_2 и n_3 – населенности ионов на условных уровнях 1, 2 и 3



индикатора для определения эффективных температур фотосфер звезд классов В – А.

В спектре LН_α332 – 21 был зафиксирован также дублет 2800 Mg II в виде очень мощной эмиссии. При этом оба компонента k и h оказались четко отделенными друг от друга, с одинаковыми широкими профилями, испещренными узкими и глубокими линиями поглощения k и h Mg II несомненно межзвездного происхождения (рис. 11.15). Были измерены также потоки в этих линиях: $F(k \text{ Mg II}) = 29,0 \cdot 10^{-13} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $F(2932 \text{ Mg II}) = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что дает для отношения $F(k + h \text{ Mg II})/F(2932 \text{ Mg II}) = 1,96 F(k \text{ Mg II})/F(2932) = 35$.

Как увидим ниже, есть основание воспринять факт обнаружения линии 2932 Mg II в эмиссии как качественно новую информацию, которая, возможно, позволит раскрыть кое-какие свойства атмосфер нестационарных звезд с эмиссионными линиями.

Прежде всего нетрудно убедиться, что в данном случае не только дублет 2800 Mg II, но и 2932 Mg II возбуждается электронными столкновениями, потому что, во-первых, потенциал возбуждения уровня $2^1S_{1/2}$ иона Mg^+ не так уж высок – 8,83 эВ (рис. 11.16) и, во-вторых, в случае флуоресцентного происхождения дублета 2932 Mg II отношение интенсивностей $E(2932)/E(2800)$ должно было быть на два-три порядка меньше, нежели наблюдения.

Исходя из чисто ударного происхождения обоих дублетов, можно попытаться вывести теоретическое отношение их интенсивностей обычным способом, т.е. исходя из условия стационарности переходов между уровнями 1, 2 и 3 с учетом спонтанных переходов (A_{ij}) сверху вниз и ударных переходов как снизу вверх (b_{ij}), так и сверху вниз (a_{ij}). При этом имеем для соответствующих коэффициентов: $A_{21} = 5,3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_{32} = 10 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $A_{31} = 0$ [77], $\Omega(1, 2) = 16,5$, $\Omega(2, 3) = 2,3$, $\Omega(1, 3) = 1,2$ (в последних двух случаях даны лишь оценки).

У нас есть основание полагать, что оба дублета Mg II возбуждаются в одной и той же среде, а именно, в хромосфере рассматриваемой звезды. Альтернатива, что они могут быть генерированы в окружающей звезду газовой оболочке, исключается по той простой причине, что в спектре указанной звезды зафиксированы также линии CIV и SiIV. Возбуждаются эти линии обычно в переходной от хромосферы к короне зоне при температурах свыше 100 000 К, а иметь такие температуры в газовой оболочке не представляется возможным.

Начнем с рассмотрения полностью прозрачной в линиях обонх дублетов моделн хромосферы. Тогда для нх нтенсивностей (объемных коэффициентов излучения) можно написать:

$$E(2800 \text{ MgII}) = n_2 A_{21} h \nu_{12}, \quad (11.9)$$

$$E(2932 \text{ MgII}) = n_3 A_{32} h \nu_{32}. \quad (11.10)$$

В отличие от классического в теории газовых туманностей случая, когда уровни 1, 2 н 3 метастабильны, а соответствующие коэффициенты запрещенных переходов A_{ij} очень малы, в нашем случае числовые значения этих коэффициентов очень большие. С учетом этого обстоятельства нетрудно вывести из условия стационарности переходов между уровнями 1, 2 н 3:

$$\frac{n_2}{n_3} = \frac{\Omega(1, 2)}{\Omega(1, 3)} \frac{A_{32}}{A_{21}} e^{\mathcal{E}_{23}/kT_e}. \quad (11.11)$$

Тогда будем иметь из (11.9) н (11.10)

$$\frac{E(2800 \text{ MgII})}{E(2932 \text{ MgII})} = \frac{\Omega(1, 2)}{\Omega(1, 3)} e^{51740/T_e}, \quad (11.12)$$

где подставлено $\mathcal{E}_{23} = 4,40$ эВ. Как видим, нское отношение нтенсивностей зависит только от электронной температуры среды T_e , но не зависит от электронной концентрации.

Отношение $\Omega(1,2)/\Omega(1,3)$ обычно порядка десяти или несколько меньше. Исходя также из приведенного выше наблюдательного отношения нтенсивностей обонх дублетов (~ 35), найдем $T_e \approx 40\,000$ К для электронной температуры той части хромосферы, где возбуждаются эти дублеты.

Найденная величина T_e представляется нам неестественно высокой для хромосферы в спокойном, вне вспышки, состоянии звезды; при такой температуре весь магний практически окажется в состоянии Mg^{++} н выше, доля ионов Mg^+ будет меньше 0,1% [78]. Этого, очевидно, не случится, если мы откажемся от допущения о полной прозрачности хромосферы в линиях 2800 MgII.

Перейдем теперь к модели хромосферы, при которой она остается по-прежнему полностью прозрачной в субординатных линиях 2932 MgII н не-прозрачной в резонансных линиях 2800 MgII; в последнем случае степень непрозрачности характеризуется полной оптической толщей в линиях этого дублета t_0 , причем

$$t_0 = \alpha_0 H = n_1 s_0 H \quad (11.13)$$

для однородной н изотермической хромосферы с линейной протяженностью H ; здесь α_0 н s_0 — коэффициенты поглощения — объемный н на один атом ионизованного магния. В этом случае будем иметь взамен (11.9) н (11.10)

$$E(2800 \text{ MgII}) = \frac{n_2 A_{21} h \nu_{12}}{\alpha_0} (1 - e^{-t_0}), \quad (11.14)$$

$$E(2932 \text{ MgII}) = n_3 A_{32} h \nu_{32} H. \quad (11.15)$$

Отсюда найдем взамен (11.12) и с учетом (11.11)

$$\frac{E(2800 \text{ MgII})}{E(2932 \text{ MgII})} = \frac{1}{t_0} \frac{\Omega(1,2)}{\Omega(1,3)} (1 - e^{-t_0}) e^{51740/T_e}. \quad (11.16)$$

Приняв $\Omega(1,2)/\Omega(1,3) = 10$, найдем с помощью этой формулы для t_0 при двух значениях T_e :

$$T_e = 10\,000 \text{ K} \quad t_0 \approx 50$$

$$T_e = 20\,000 \text{ K} \quad t_0 \approx 4$$

Как видим, t_0 оказалось действительно больше единицы, но неиаемого. Согласно существующим представлениям, оптическая толща хромосфер обычных звезд, Солнца в том числе, в линиях k и h MgII (и вообще в резонансных линиях) очень велика — порядка 10^3 – 10^4 . Внешним проявлением этого являются углубления самопоглощения на кончиках эмиссионных профилей k и h, K и H CaII, линий обеих серий водорода и т.д. В нашем случае t_0 на два-три порядка меньше и, соответственно, следовало бы ожидать отсутствия углубления самопоглощения в вершинах эмиссионных линий. Это предсказание как будто подтверждается результатами непосредственных наблюдений; углубления самопоглощения отсутствуют не только на профилях линий k и h MgII, но и на профилях линий K и H CaII, H_α и H_β , приведенных на рис. 11.15.

К сожалению, мы не располагаем данными о болометрической светимости звезды LH $_{\alpha}$ 332 — 21. Примем, что это достаточно мощная звезда типа T Тельца, для которой $L_{\text{bol}} \approx 100 L_{\odot}$. Тогда, при ее расстоянии 170 пс, будем иметь для болометрического потока на Земле $0,5 \cdot 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (при радиусе звезды $\sim 2R_{\odot}$). Это дает для безразмерной мощности ее магневой хромосферы $F(\text{MgII})/F_{\text{bol}} \approx 10^{-3}$ — величина, типичная для звезд T Тельца, обладающих мощными хромосферами.

Таким образом, хромосфера звезды LH $_{\alpha}$ 332 — 21, достаточно мощная в энергетическом отношении, все-таки оказалась оптически не очень толстой. Указать причину такой аномалии трудно. В связи с этим обращают на себя внимание необычайно большие ширины эмиссионных линий k и h MgII: они порядка $400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (нечто подобное ранее было зарегистрировано у RW Aur). Чуть меньшие ширины водородных линий H_α и H_β — около $340 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Наименьшие значения зафиксированы у линий K и H CaII: $\sim 270 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Заметим, что эта последовательность хорошо укладывается в ту стратификацию, которой подчиняется генерация перечисленных линий, а именно: линии магния и водорода возбуждаются почти в одних и тех же слоях хромосферы (верхняя хромосфера), а линии кальция — значительно ниже (нижняя хромосфера). Но в данном случае не это важно. Важно следующее. Если отнести эти ширины к крупномасштабным движениям или, попросту говоря, к турбулентным движениям, имея в виду достаточную симметричность их профилей, то остается предположить, что сама турбулентия каким-то образом приводит к уменьшению общей непрозрачности хромосферы в резонансных линиях. С еще большей уверенностью можно связать с турбулентией ослабление вертикальных градиентов как плотности вещества, так и электронной температуры, приближая хромосферу к исходной модели — однородной и изотермической.

Появление эмиссионной линии 2932 MgII в спектрах звезд типа Т Тельца, по-видимому, явление не совсем обычное (слабые следы эмиссии в этой линии заметны, например, в спектрах AS 205 и CoD-35°10525). В связи с этим возникает вопрос поиска условий, при которых эту линию нельзя будет наблюдать. Скажем, когда она слабее линии 2800 MgII в 500 раз. Оказывается, что это возможно при следующих условиях:

а) когда хромосфера практически прозрачна в линии 2800 MgII ($t_0 < 1$), но $T_e \approx 20\,000\text{ K}$;

б) когда хромосфера непрозрачна в указанной линии ($t_0 \approx 100$), но $T_e \approx 5000\text{ K}$.

Чтобы сделать выбор среди этих возможностей, необходимо, очевидно, располагать дополнительным условием.

Проведенный анализ представляет интерес еще и с методологической точки зрения, если иметь в виду возможность нахождения оптической толщи хромосферы с помощью эмиссионной линии 2932 MgII. По сути дела, эта линия стала источником качественно новой информации, ибо неизвестны другие методы нахождения t_0 . При таких условиях поискам и измерениям эмиссионной линии 2932 MgII в спектрах звезд типа Т Тельца и других нестационарных звезд следует придавать особое значение.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

1. Первые поиски

Первые поиски вспыхивающих звезд в далеких от окрестностей Солнца областях Галактики были предприняты в конце 40-х годов Джоном [1], обратившим внимание на быстрые вспышки переменных типа Т Тельца, являющихся членами скопления Тельца.

Уже в ранние периоды наблюдения вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца, начало созревать представление, что явление вспышки присуще сравнительно молодым, находящимся в стадии формирования звездам. Естественно было ожидать поэтому присутствия большого количества вспыхивающих звезд там, где в настоящее время идет процесс звездообразования, т.е. в звездных ассоциациях и агрегатах — молодых звездных скоплениях. Однако в то время не было известно ни одной вспыхивающей звезды, являющейся членом звездной ассоциации или агрегата. Это следует объяснить их сравнительной отдаленностью: ведь самая близкая из них находится на расстоянии порядка 100 пс, и надеяться на случайное обнаружение карликовой звезды в момент вспышки было трудно. Чтобы принять или отвергнуть возможность существования вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях, необходимы были специальные наблюдения.

Аро, убежденный в космогоническом значении явления вспышки, одним из первых предпринял упорные многолетние поиски вспыхивающих звезд в агрегатах. Еще в период изучения звезд с эмиссионными линиями в Орионе Аро [2] обратил внимание на то, что у некоторых из них довольно сильно выражены спектральные свойства обычных вспыхивающих звезд. В дальнейшем Аро со своими сотрудниками, используя 26—31" телескоп системы Шмидта обсерватории Тонантинтла, обнаружил большое количество вспыхивающих звезд в Орионе.

Успех, достигнутый в Орионе, побудил астрономов расширить круг поисков. В результате очень скоро появляется небольшой список звездных ассоциаций и агрегатов, в которых были открыты вспыхивающие звезды.

Вспыхивающие звезды в агрегатах открываются фотографическим способом, с применением метода мультисекспозиций, когда получают цепочку из нескольких (обычно 4—6) изображений звезды на одной и той же пластинке с временем экспозиции 10—15 мин для каждого изображения и интервалами между ними порядка одной секунды (см. рис. 6.21). Несмотря на свою очевидную простоту, метод страдает рядом недостатков. Прежде всего, влияние многочисленных фотографических эффектов и дефектов бывает так велико, что для надежной фиксации самого факта вспышки у той или иной звезды необходимо, чтобы повышение плотности почернения имело место по крайней мере на двух последовательных изображениях звезды. А это означает, что все вспышки продолжительностью меньше

Таблица 12.1. Вспыхивающие звезды в звездных агрегатах (ассоциации, открытые скопления, туманности)

Звездный агрегат	Полное число вспыхив. звезд (до 1983г.)	Расстояние ^{*)} , пс	Самая яркая звезда (V)	Предельные спектральные классы	Возраст агрегата ^{*)} , лет	Литература
Орион	472	470	12,4	K0-M3	$3 \cdot 10^5 - 10^6$	3, 4, 5, 60
NGC 2264	13	740	15,4	K0-M	10^6	3, 6
Темное облако Тельца	22	...	12,5	K6-M5	10^6	3, 37, 69
NGC 7000	58	700	15,5	...	$3 \cdot 10^6$	12-14, 46, 67
Плеяды	485	125	12,04	K2-M	$5 \cdot 10^7$	3-9, 71
Волосы Вероники	11	80	14,9	M3-M	$5 \cdot 10^6$	3, 44, 73
Ясли	34	160	14,21	M	$4 \cdot 10^{6**}$	6, 11, 76
Гиады	3	42	14,50	M3-M5	$6 \cdot 10^{6**}$	3
NGC 7023	10	290	10, 70
Темное облако Змееносца	4	120 (?)	...	K-M	...	43
Жираф I	7	200:		M0-M2		45
Жираф II	4	100:		M1-M2		45
γ Лебеда	3					47, 68

^{*)} Расстояния и возрасты агрегатов взяты в основном из [27, с. 260, 278].

^{**) $9 \cdot 10^6$ лет согласно [31].}

10 мин теряются совсем. По той же причине слабые по амплитуде вспышки также не могут быть зарегистрированы. Вот почему, когда речь идет о вспыхивающих звездах в агрегатах, имеют в виду объекты, у которых зарегистрированы вспышки с амплитудой больше 1^m , изредка $0,6-0,7^m$ и продолжительностью порядка 15 — 20 мин. Наконец, из-за большого времени экспозиции (10 — 15 мин) нельзя определить истинную амплитуду вспышки в момент ее максимума.

Из-за этих недостатков (их перечень можно продолжить) возникает неизбежная и сильная селекция в наблюдательном материале, относящемся к статистике и физическим характеристикам вспыхивающих звезд в агрегатах. Именно этим следует объяснить трудности, возникающие каждый раз, когда речь идет о сопоставлении физических характеристик и статистических показателей вспыхивающих звезд в агрегатах, с одной стороны, и рассеянных в окрестностях Солнца (т.е. типа UV Cet), с другой, поскольку изучение последних проводится практически только фотозлектрическим методом.

Присутствие вспыхивающих звезд, по данным до 1983 г., установлено в девяти агрегатах; их список представлен в табл. 12.1. Там же приведены: общее количество вспыхивающих звезд в агрегате, расстояние агрегата от нас в парсеках. Далее указаны блеск самой яркой звезды в агрегате, наиболее ранний и самый поздний спектральный класс вспыхивающих звезд, спектральные классы которых известны, и возрасты агрегатов. Почти все

данные этой таблицы взяты из обзорной статьи Аро [3] и лишь часть — из источников, указанных в последнем столбце таблицы.

Уже на основе данных табл. 12.1 можно установить первую интересную особенность вспыхивающих звезд в агрегатах: чем моложе звездный агрегат, тем более ранним оказывается средний спектральный класс звезды. В молодых агрегатах (Орione) среди вспыхивающих звезд очень много объектов класса К, в то время как в старых агрегатах (Гиады) их совсем нет.

Наибольшее количество вспыхивающих звезд открыто в Орione, в Плеядах, а также в Лебеде (NGC 7000). Вместе с тем эти агрегаты изучены лучше других, поэтому целесообразно остановиться на них несколько подробнее.

2. Вспыхивающие звезды в Орione

Первые три вспыхивающие звезды в Орione были открыты Аро и Моргано в 1953 г. [15]. Наблюдатели обратили внимание на большое сходство кривых блеска вспыхек этих звезд с кривыми блеска вспыхивающих звезд типа UV Cet. С этого и начались систематические поиски вспыхивающих звезд и их изучение в области Орiona, с центром в Большой туманности Орiona (NGC 1976).

По данным до 1976 г. в Орione было обнаружено 325 вспыхивающих звезд. Основная заслуга в этом деле принадлежит Аро и его сотрудникам из обсерватории Тонантитла (Мексика) [3, 4], а также Розино и его сотрудникам из обсерватории Асыго (Италия) [5, 6]. Позднее систематическими поисками вспыхивающих звезд стали заниматься и в других обсерваториях, главным образом в Бюраканской [10, 61] и Абастуманской [62 — 64]. В результате полное количество вспыхивающих звезд, открытых в Орione, достигло 472 по состоянию на 1983 г. [60].

Наиболее полный анализ собранного наблюдательного материала, относящегося к вспыхивающим звездам в Орione, проведен Аро в работах [3 — 5]. Вкратце основные свойства вспыхивающих звезд в Орione сводятся к следующему:

1. Самый ранний спектральный класс вспыхивающей звезды в Орione — K0 и даже поздних подклассов G, самый поздний — M2 — M3. Например, звезда T 45 (буква "T" — обозначение по обсерватории Тонантитла) классифицирована как G — Ke, звезда T 208 — как Ge, а звезда T 176 — как M3e. Но эти данные нельзя считать полными, поскольку спектральные классы известны для ~ 10% вспыхивающих звезд. Неизвестны спектральные классы крайние слабых ($19 - 20^m$) вспыхивающих звезд, которые как раз и представляют особый интерес.

Что касается подклассов M5 — M6, то, по-видимому, их отсутствие в Орione реально. Дело в том, что обычно трудно классифицировать звезды класса M0 и близких к нему подклассов. Звезды же подклассов M5 — M6 легко опознаются даже на спектрограммах умеренной дисперсии благодаря характерным полосам окиси титана в их спектрах.

2. Поскольку большинство, если не все вспыхивающие звезды в Орione являются членами ассоциации (расстояние от Солнца ~ 470 пс), их абсолютные величины без поправки на межзвездное поглощение получаются

Таблица 12.2. Примеры вспыхивающих звезд в Орионе с разными блесками в V - и U -лучах и с амплитудой вспышки ΔU

Вспыхивающая звезда, Номер обсерватории Тоант-цинтла	V , миним	U , максим	Амплитуда вспышки, ΔU	Вспыхивающая звезда, Номер обсерватории Тоант-цинтла	V , миним	U , максим	Амплитуда вспышки, ΔU
T 146	12,9	14,6	1,4	T 195	16,6	18,8	5,8
T 86	13,9	15,8	2,4	T 236	16,7	18,7	5,6
T 209	14,2	17,2	1,0	T 177	17,5	19,7	8,1
T 102	14,4	17,0	1,5	T 242	17,6	19,0	4,6
T 200	15,3	17,8	2,4	T 7	19,5	21,0	6,2
T 186	16,4	18,5	5,3				

Таблица 12.3. Распределение числа вспыхивающих звезд по количеству вспышек k в Орионе и Плеядах

Число вспышек (k)	Число вспыхивающих звезд n_k		Число вспышек (k)	Число вспыхивающих звезд n_k	
	Орион	Плеяды		Орион	Плеяды
1	336	270	8	—	4
2	90	71	9	—	6
3	30	46	10	—	3
4	8	28	11	—	1
5	4	17	14	1	—
6	1	11	65	1	—
7	1	4	Σn_k	472	485

в пределах $M_V = +4,5 \div +13^m$, т.е. от субгиганта до карлика. Примеры вспыхивающих звезд в Орионе с разными видимыми блесками и разной амплитудой вспышек в V -лучах приведены в табл. 12.2.

3. Примерно 30% вспыхивающих звезд в Орионе принадлежат к иррегулярным "нормальным" переменным типа Т Тельца или RW Aur с H_α -эмиссией, как сильной, так и слабой. Эти звезды показывают заметные колебания яркости в их "нормальном" состоянии [49, 50, 51].

4. Примерно 30% вспыхивающих звезд в Орионе вспыхивают повторно, т.е. два и более раза. Распределение числа звезд по количеству повторных вспышек представлено в табл. 12.3. В одном случае — звезда Ab 80 = TZ Ori — было зарегистрировано в Абастуманской обсерватории 65 вспышек.

5. В спокойном, вне вспышки, состоянии эмиссионную линию H_α удается обнаружить — на пластинках, снятых с помощью объективной призмы, — только у 30% вспыхивающих звезд в Орионе. Однако следует заметить, что эмиссионные линии, как правило, нельзя обнаружить с помощью объективной призмы также у звезд типа UV Cet.

6. Из обнаруженных 325 вспыхивающих звезд первой серии в Орионе в 7 случаях зарегистрированы "медленные" вспышки (по терминологии Аро), когда продолжительность развития вспышки с момента ее появления до максимума составляет 30 минут и больше. Ярким представителем этого типа объектов является звезда T 177 (см. гл. 6). Но имеются звезды (T 66, T 149, T 153), способные вспыхивать и "медленно" и "быстро".

"Медленные" вспышки были зарегистрированы и позднее, но их доля среди общего количества вспышек осталась примерно постоянной. Что касается природы "медленных" вспышек, то к этому вопросу мы вернемся в конце этой главы, в § 20.

7. Амплитуды вспышек в U -лучах в среднем на одну треть больше амплитуд вспышек в фотографических лучах, а эти последние в свою очередь значительно больше амплитуд в фотовизуальных лучах.

8. В инфракрасной области ($\sim 8400 \text{ \AA}$) на фотоснимках не было обнаружено сколько-нибудь заметных колебаний блеска во время вспышек. Вспыхивающие звезды в Орионе и вообще в агрегатах обнаруживаются фотографическим способом, с временем экспозиции порядка 10 минут, поэтому максимумы световых кривых сильно сплавлены, вследствие чего наблюдаемые величины амплитуд значительно ниже истинной амплитуды. Это значит, что в тех случаях (Т 177), когда регистрируются вспышки с амплитудой $8 - 8^m,5$ (в U -лучах), истинная ее величина может достигнуть 10^m , если осуществить регистрацию вспышки фотозлектрическим способом с постоянной времени порядка нескольких секунд. Время наращивания такой вспышки обычно порядка 40 — 60 минут. Это значит, что происходит 10 000-кратное увеличение блеска звезды за час, или примерно трехкратное увеличение блеска за 1 секунду. Следует признать, что это очень большая скорость повышения блеска звезды (см. § 8, гл. 1), в особенности если иметь в виду, что такая скорость сохраняется в течение целого часа.

Наибольшие амплитуды, порядка $6 - 8^m$ в U -лучах, вспышки в Орионе регистрируются у слабых звезд, слабее $19 - 20^m$. Самые слабые вспыхивающие звезды в Орионе, возможно, слабее 21^m (в фотографических лучах). Поиски вспыхивающих звезд с блеском порядка 21^m и слабее представляют исключительный интерес.

Большая туманность Ориона находится в центре системы вспыхивающих звезд (см. § 7 этой главы), и есть основание подозревать резкое увеличение их числа в самой туманности, однако их обнаружение крайне затруднительно из-за сильного фона, создаваемого самой туманностью. По-видимому, есть смысл в проведении специальных наблюдений для обнаружения этих вспыхивающих звезд через светофильтры, пропускающие излучение между наиболее сильными эмиссионными линиями туманности.

Вспыхивающие звезды в Орионе в отдельности и как система однотипных объектов изучены далеко не в полной мере. Между тем есть много причин превратить Орион в предмет особого внимания. Прежде всего, Орион — самая молодая звездная ассоциация, где очень много звезд с H_α -эмиссией и типа Т Тельца, т.е. объектов, моложе вспыхивающих звезд. В Орионе присутствуют самые активные в ультрафиолете объекты — звезды типа $NX \text{ Mon}$, каких нельзя встретить, например, в Плеядах; объекты, в свою очередь, моложе звезд с H_α -эмиссией и типа Т Тельца и несомненно представляющие самую раннюю стадию формирования звезд, какую мы знаем и наблюдаем. В Орионе очень много пекулярных звезд неизвестной природы и туманностей крошечных размеров, тоже пекулярных. Много неожиданных могут преподнести наблюдения за очень слабыми звездами в Орионе — слабее 20^m . (ведь наибольшие амплитуды вспышек — до 8^m и больше — были обнаружены именно у таких звезд). Наконец, в Орионе находится одна из богатых O -ассоциаций (вокруг

λ Ori), с большим количеством горячих гигантов с эмиссионными линиями (O, Be, Вольфа — Райе), с мощной диффузной туманностью (NGC 1976), комплексом вокруг ϵ Ori, отражающей туманностью M 78, темной туманностью Lunds 1630, дугой Барнарда (Barnard's Loop), огромным количеством межзвездного газо-пылевого вещества ($\sim 60\,000 M_{\odot}$ [30]) и т.д. По-видимому, наступление нового и интереснейшего этапа в изучении как самого агрегата Орион, так и вспыхивающих звезд в частности, следует связать с применением электрофотометрических методов регистрации излучения очень слабых звезд, а также с проведением наблюдений в ультрафиолетовой области спектра — до 1000 \AA — средствами внеатмосферной астрономии.

3. Вспыхивающие звезды в Плеядах

Первая вспыхивающая звезда в Плеядах была обнаружена фотоэлектрическим способом Джонсоном и Митчелом в 1957 г. [16]; ею оказалась уже упоминавшаяся в предыдущих главах звезда HIP 1306 (или T 17 по позднейшей нумерации обсерватории Токиантингла). Вслед за этим Хербиг [17] и Аро [18] предпринимают поиски звезд типа Т Тельца и звезд с H_{α} эмиссией до $16 - 17^m$ (визуальной). Их результаты оказались отрицательными — в области Плеяд они не смогли обнаружить звезд с H_{α} -эмиссией, во всяком случае в пределах чувствительности применяемого ими метода (объективная призма). Исходя из этого, Джонсон и Митчел высказали предположение, в согласии с [16], что, вероятно, многие из слабых переменных звезд в Плеядах относятся к типу вспыхивающих.

Это предположение вскоре подтвердилось наблюдениями, проведенными в обсерваториях Токиантингла [18, 20] и Асияго [6]; только за период наблюдений 1963 — 1964 гг. была обнаружена 61 вспыхивающая звезда в Плеядах, на площади $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ вокруг Альционы. В дальнейшем к поискам вспыхивающих звезд в Плеядах и к систематическому их изучению присоединяются и другие обсерватории, в первую очередь Бюраканская (СССР), а также Будапештская (ВНР), Алма-Атинская (СССР), Зоннебергская (Швеция) и др. По данным до 1976 г. общее количество вспыхивающих звезд, открытых в Плеядах, составило 469; списки этих звезд приведены в [3 — 7].

В случае Плеяд довольно хлопотливым оказался вопрос принадлежности той или иной звезды к самому скоплению. Тут потребовалось проведение тщательного анализа собственных движений звезд, с одной стороны, и поиска новых спектроскопических критериев — с другой. В результате, например, выяснилось, что звезда HIP 2411, находящаяся на небе недалеко от Альционы и у которой было зарегистрировано (до 1976 г.) рекордное число вспышек — 104 [5], в действительности является одной из трех известных вспыхивающих звезд скопления Гиад.

По второму пути — поиск спектроскопических критериев — шли Крафт и Гринстейн [19]; им удалось показать, что наличие интенсивной эмиссионной линии K CaII в спектре слабой звезды, находящейся в поле Плеяд, вполне достаточно, чтобы считать звезду членом этого скопления.

Работая со спектрографом высокой дисперсии, Крафт и Гринстейн установили присутствие эмиссионной линии K CaII в спектрах по крайней

мере 39 членов этого скопления, причем у 14 из них они обнаружили также водородную эмиссию, и, что очень важно, среди них оказалось 19 известных вспыхивающих звезд. К этому следует добавить 13 звезд в Плеядах, в спектрах которых Маккарти [21] обнаружил (с помощью щелевого спектрографа) линию H_{α} в эмиссии. В результате общее количество звезд с эмиссионными линиями CaII и H_{α} увеличилось до 52, из которых 27 — с H_{α} -эмиссией.

Как мы видим, в Плеядах звезды, в том числе вспыхивающие, с H_{α} -эмиссией, в отличие от сделанного в [17, 18] первоначального вывода, все-таки есть. Однако общее количество таких звезд здесь в три раза меньше (по отношению к количеству вспыхивающих звезд), чем в Орионе.

Вилсон [22], много занимающийся изучением поведения линий H и K CaII в спектрах звезд различных классов, пришел к заключению о том, что интенсивности этих линий могут служить хорошим критерием хромосферной активности той или иной звезды. В свою очередь эта активность находится в обратной зависимости от возраста звезды: чем эта линия интенсивнее, тем моложе звезда. Аро [4] подтверждает справедливость этой закономерности в отношении вспыхивающих звезд: в Орионе и NGC 2264, самых молодых агрегатах, имеются вспыхивающие звезды спектрального класса K0 и более поздних, эмиссионные линии CaII у которых интенсивнее, чем у звезд соответствующих классов в Плеядах. В свою очередь, судя по измерениям Крафта и Гринштейна, эмиссионные линии K CaII почти в два раза интенсивнее у вспыхивающих звезд в Плеядах, чем у звезд скопления Гиад, возраст которого значительно больше возраста Плеяд.

Развивая эти соображения, Аро приходит к интересной возможности использования степени хромосферной активности в качестве критерия при определении принадлежности данной звезды к группе вспыхивающих. Любая звезда позднего класса K0, обладающая сильной хромосферной активностью, должна быть также и вспыхивающей. Что касается практического применения этого критерия, то его, к сожалению, нельзя считать широкодоступным; необходимо располагать возможностью получения спектрограмм звезд с достаточно высокой дисперсией. Как замечает Вилсон, у некоторых звезд с очень слабой, но обнаруживаемой при дисперсии $10 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$ линией K CaII, нельзя будет обнаружить эту линию при работе с дисперсией $38 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$. Ясно, что при работе с дисперсией 100 или $200 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$ (объективные призмы) может идти речь об обнаружении только очень сильных линий H или K CaII.

Полное число известных (по состоянию до 1976 г.) вспыхивающих звезд в Плеядах значительно — примерно в полтора раза больше, чем в Орионе. Однако это является результатом наблюдательной селекции; просто эффективное время наблюдений в случае Плеяд было в три раза больше, чем в случае Ориона. Наоборот, имеется много доводов в пользу того, что полное число вспыхивающих звезд в Орионе должно быть несравненно больше, чем в Плеядах. Характерно также, что вспыхивающие звезды в области Плеяд с наибольшим количеством повторных вспышек — несколько десятков и даже сто (HIP 2144, T 55, HIP 2411) — не являются истинными членами самого агрегата Плеяд. Они, по-видимому, являются типичными звездами типа UV Cet, но не связанными с агре-

гатами и не находящимися в непосредственном соседстве с Солнцем. На это указывает, в частности, большое сходство световых кривых вспышек, например, III 2411, полученных электрофотометрическим способом [38], со световыми кривыми вспышек звезд типа UV Cet.

Ни к чему не привели также дальнейшие поиски звезд с сильной H_{α} - или ультрафиолетовой эмиссией, а тем более звезд типа NX Mon в Плеядах. Однако в отличие от Ориона, где отсутствуют вспыхивающие звезды позднего подкласса M2 — M3, в Плеядах обнаружено несколько слабых звезд, классифицируемых как M4; звезды класса M5 и позднее, по-видимому, здесь отсутствуют.

Для каждого агрегата можно фиксировать звезду с неким предельным блеском, ярче которого звезды не вспыхивают. По сути дела здесь речь идет о фиксации той *абсолютной светимости* или, вернее, того самого *раннего* спектрального класса звезды, ранее которого звезды не вспыхивают. Для Плеяд самой яркой по видимому блеску вспыхивающей звездой является T 59b, для нее $V = 12^m,04$, чему соответствует абсолютная светимость $M_V = 6^m,5$ или спектральный класс K3Ve [5]. Вообще-то вспыхивающих звезд ярче $V = 13^m$ в Плеядах имеется не менее десяти; все они принадлежат классу K, вернее K2 — K3 (только в одном случае оценка дает K5).

Самая слабая вспыхивающая звезда в Плеядах слабее, по-видимому, 21^m в фотографических лучах или 20^m в V-лучах. Таким образом, абсолютные светимости вспыхивающих звезд в Плеядах варьируют в пределах от $M_V = +6^m,5$ до $M_V = +15^m,0$.

В Плеядах также были зарегистрированы случаи "медленных" вспышек. В процентном отношении их встречаемость здесь (~ 2%) вдвое меньше, чем в Орионе (~ 5%) [8, 65] (см. § 20).

В области Плеяд было зарегистрировано по крайней мере четыре случая исключительно мощных вспышек очень слабых звезд, во время которых амплитуды вспышек превышали $8^m,5$ в U-лучах. Эти случаи следующие:

Звезда	U	ΔU
T 18	$18^m,5$	$8^m,5$
T 26	20,8	8,5
T 153	22,0	> 8,5
T 53	22,0	> 8,5

Вспышки таких звезд с амплитудой до 10^m в U-лучах, по-видимому, не следует считать событием невероятным; при фотографическом способе их регистрации истинные максимумы вспышек теряются вследствие сильного усреднения по времени при экспонировании отдельных изображений продолжительностью до 10 минут. Вопрос же о том, являются ли эти звезды физическими членами самого скопления Плеяд, остается открытым. Возможно, они являются просто звездами галактического фона, расположенными даже дальше Плеяд, но это уже не имеет отношения к самому явлению звездных вспышек.

В случае нескольких сильных вспышек, происшедших у звезд № 105 и 156 в Плеядах и T 129 в Орионе, в Бюраканской обсерватории удалось провести синхронные фотографические наблюдения в U-, B-, V-полосах

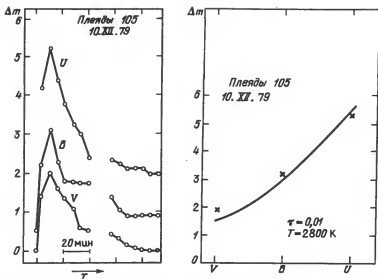


Рис. 12.1. Световые кривые в U -, B -, V -лучах одной вспышки звезды № 105 в Плеядах (10.XII.79). Блеск звезды $U = 17^m,7$ в спокойном, вне вспышки, состоянии. Вертикальная ось — амплитуды вспышек Δm (в U -, B - и V -лучах)

Рис. 12.2. Сопоставление наблюдаемых амплитуд в U -, B -, V -лучах (крестики) одной вспышки (10.XII.79) звезды № 105 в агрегате Плеяд (см. рис. 12.1) с теоретической зависимостью амплитуд в U -, B -, V -лучах (сплошная кривая), построенной на основе гипотезы быстрых электронов при эффективной температуре звезды $T_e = 2800$ К, мощности вспышки $\tau = 0,01$ и $\gamma^2 = 10$ (см. рис. 8.2)

[66] и на основе этих данных построить световые кривые в каждой полосе отдельно. Для одной из них, № 105, эти световые кривые показаны на рис. 12.1; амплитуды в максимуме этой вспышки (10.XII.1979) оказались равными $\Delta U = 5^m,3$, $\Delta B = 3^m,2$, $\Delta V = 2^m,0$. Эти кривые внешне ничем не отличаются от тех, что мы имели в случае вспыхивающих звезд типа UV Cet, с той лишь разницей, что в случае звезды № 105 максимумы (пики) выражены менее остро — следствие малого временного разрешения (~ 10 минут) фотографического метода фиксации вспышек.

Далее, наблюдаемые величины самих амплитуд указанной вспышки звезды № 105 в U -, B -, V -лучах оказались в хорошем согласии с предсказанными гипотезой быстрых электронов; в этом можно убедиться, обратившись к рис. 12.2, где наблюдаемые амплитуды $\Delta U, \Delta B$ и ΔV нанесены (крестики) наряду с теоретической кривой зависимости амплитуды вспышки от длины волны (фотометрической полосы U, B, V).

Таким образом, как по форме и структуре световых кривых вспышки в разных лучах, так и по внутренней согласованности величины самих амплитуд в U, B - и V -полосах, вспыхивающие звезды в агрегатах (типичный пример — звезда № 105) ничем не отличаются от вспыхивающих звезд типа UV Cet, рассеянных в окрестностях Солнца. Природа вспышки в обоих случаях одинакова.

4. Агрегат в созвездии Лебедя (NGC 7000)

Первая вспыхивающая звезда в области диффузной туманности NGC 7000 ("Северная Америка") в созвездии Лебедя была обнаружена 14 ноября 1971 г. Аро и Чавирой [32] удивительно быстро — за пять часов суммарного времени наблюдений, причем с довольно большой амплитудой вспышки: $4^m,5$ в U -лучах. Эта звезда оказалась недалеко от фюры V 1057 Cyg, обнаруженного Велииом [33] годом раньше, в 1970 г.

Если иметь в виду, что указанная область неба характеризуется помимо обилия темных облаков и светлых туманностей также обилием звезд с H_α -эмиссией и типа Т Тельца, присутствием одной Т-ассоциации (Cyg T 1) и т.д. [34–36], то предположение о том, что эта область может быть потенциальным очагом вспыхивающих звезд, становится более чем вероятным. Действительно, планомерные наблюдения, начатые в Бюраканской обсерватории с 1972 г., увенчались успехом: за несколько лет в области NGC 7000 и соседней с ней туманности IC 5068 — 70 было обнаружено несколько десятков вспыхивающих звезд (58 звезд по данным на 1983 г., из которых 7 были обнаружены в Тоиаитцитиле, 4 — в Асьяго, остальные — в Бюракане). Среди них оказались очень слабые звезды ($U = 20^m,5$), вспыхнувшие с амплитудой $> 6^m,2$ в U -лучах. Число же звезд с H_α -эмиссией (поздних классов) было доведено почти до полутора сотен [12, 13]. В результате агрегат в Лебеде стал самым богатым после Ориона и Плеяд по количеству вспыхивающих звезд. Но он находится дальше Ориона почти в полтора раза (~ 700 пс). Возможно, по этой причине средняя частота вспышек здесь самая низкая ($0,00020$ всп \cdot ч $^{-1}$) — меньше, чем в Орионе ($0,00051$ всп \cdot ч $^{-1}$), Плеядах ($0,00035$ всп \cdot ч $^{-1}$) и в особенности в Яслях ($0,00087$ всп \cdot ч $^{-1}$) и Волосах Вероники ($0,0012$ всп \cdot ч $^{-1}$) [46, 73].

В области NGC 7000 отсутствуют звезды типа NX Mon, особо активные в ультрафиолете. Это значит, что этот агрегат старше по возрасту Ориона (10^6 лет). Но в агрегате NGC 7000 очень много звезд с H_α -эмиссией, что делает его моложе Плеяд ($5 \cdot 10^7$ лет). По-видимому, наиболее вероятной следует считать величину $3 \cdot 10^6$ лет для возраста агрегата в Лебеде, имея в виду, что по вспышечной активности он похож на Орион. Эта оценка, как мы увидим ниже, подкрепляется также данными колориметрических измерений вспыхивающих звезд и звезд с H_α -эмиссией.

5. Вспыхивающие звезды в других агрегатах

Молодое скопление NGC 2264 (возраст $\sim 6 \cdot 10^6$ лет) было заподозрено как очаг вспыхивающих звезд в силу того факта, что в нем имеется группа звезд типа Т Тельца. Действительно, две из 13 обнаруженных вспыхивающих звезд в этом скоплении оказались звездами типа Т Тельца. Качественных отличий между вспыхивающими звездами этого скопления и, например Ориона, нет. Как в Орионе, так и в NGC 2264 есть звезды типа Т Тельца, одновременно являющиеся вспыхивающими, и наоборот, есть вспыхивающие звезды, не показывающие эмиссионных линий на спектрограммах малых дисперсий. В NGC 2264 присутствует несколько очень слабых звезд типа Т Тельца с очень сильной ультрафиолетовой эмис-

сией (типа NX Mon). Однако в этом агрегате не было обнаружено объектов Хербига — Аро [5].

Ярким представителем немолодых агрегатов является скопление Ясли (Praesere) — его возраст оценивается в $4 \cdot 10^8 \div 9 \cdot 10^8$ лет [31]. В период 1965–1966 гг. Розино [6] открыл в этом скоплении 13 вспыхивающих звезд. В дальнейшем поисками вспыхивающих звезд в Яслях занимался И. Янкович и другие [11, 76], в результате их количество возросло до 34 (в 1980 г.). Средняя частота вспышек в этом агрегате оказалась очень высокой ($0,00087 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$). Средние значения показателей цвета $U - B = 0^m,85$, $B - V = 1^m,39$, что совсем немного отличается от тех же величин для Плеяд ($U - B = 0^m,99$, $B - V = 1^m,34$). Ожидаемое полное число вспыхивающих звезд в Яслях, найденное по методу повторных вспышек ($n_2 = 5$), составляет около 100 (см. § 15 этой главы).

Агрегат Волосы Вероники (Coma Berenices) также принадлежит к числу немолодых ($5 \cdot 10^8$ лет). Первые 4 вспыхивающие звезды здесь были открыты Аро еще в пятидесятых годах. Возвращение к этому агрегату спустя примерно двадцать лет привело к открытию еще семи вспыхивающих звезд [44] с амплитудами вспышек от $1^m,2$ до 5^m в U -лучах, а в одном случае (звезда В6) с амплитудой $> 5^m,5$ в фотографических лучах (за 153 часа суммарного времени наблюдений). При этой серии наблюдений была зафиксирована одна вспышка у звезды Т 1 и две вспышки у Т 3; обе ранее открыты в Тонантингле. В результате число открытых вспыхивающих звезд в этом агрегате дошло до 11. Ожидаемое же число вспыхивающих звезд — около 40. Агрегат Волосы Вероники отличается, как было отмечено выше, относительно высокой частотой вспыхивания — $0,0012 \text{ всп} \cdot \text{ч}^{-1}$ [73].

В конце сороковых годов было открыто сравнительно много — 23 звезды с H_α -эмиссией в области Змееносец — Скорпион ($\alpha = 16^h 23^m$, $\delta = -24^\circ 20'$) [41, 42]. Это обстоятельство побудило Аро и Чавиру [43] предпринять специальные поиски вспыхивающих звезд в этой области неба. Поиски увенчались успехом; в 1974 г. за сравнительно короткое суммарное время патрулирования (43 часа) были открыты в направлении Темного Облака в Змееносце 4 вспыхивающие звезды с амплитудой вспышек от 2 до $4^m,5$ в U -лучах (табл. 12.1). Дальнейшее изучение этой области обещает дать интересные результаты.

В середине семидесятых годов были обнаружены [45] вспыхивающие звезды в двух и даже трех областях в созвездии Жирафа: Жираф I ($\alpha = 03^h 04^m$, $\delta = +60^\circ 58'$, 1950) и Жираф II ($\alpha = 00^h 00^m$, $\delta = +62^\circ 10'$, 1950). Обе эти области отличаются большим межзвездным поглощением. В области Жираф I было открыто 7 вспыхивающих звезд с амплитудой вспышек $0,8 - 2^m,7$ в B -лучах, со средней продолжительностью вспышек 27 минут, блеск звезд в минимуме $B = 16^m,5$, спектральные классы M0 — M2. В области Жираф II были найдены 4 вспыхивающие звезды с амплитудами вспышек $\Delta B = 1,0 - 1^m,3$, $B_{\text{min}} = 14^m,5$, спектральные классы M1 — M2. Оценка расстояний по видимой величине звезд и их абсолютной светимости дает ~ 200 пс в первом случае и ~ 100 пс — во втором.

За шесть часов суммарного времени наблюдений была обнаружена (12.IX.1977) первая вспыхивающая звезда вблизи γ Суг ($\alpha = 20^h 20^m$,

$\delta = +41^\circ 10'$, 1950) с амплитудой вспышки $\Delta U = 1^m,8$ [47]. В 1983г. появилось сообщение об открытии в этой области еще двух вспыхивающих звезд с амплитудой $5^m,5$ и $> 4^m,7$ в U -лучах [67, 68].

6. Вспыхивающие звезды галактического фона

Внутри сферы радиусом около 10 пс вокруг Солнца насчитывается около 50 вспыхивающих звезд типа UV Cet. Среднее их количество, спроектированное на любой участок неба площадью Ω кв. град., будет $50 \frac{\Omega}{41253}$.

Предположим, что пространственная концентрация вспыхивающих звезд до значительных расстояний от Солнца постоянна. Тогда в любом агрегате, занимающем на небе Ω кв. град., будут спроектированы вспыхивающие звезды галактического фона в количестве N_ϕ , равном

$$N_\phi = 50 \frac{\Omega}{41253} \left(\frac{r_*}{10} \right)^3 \approx \frac{\Omega}{800} \left(\frac{r_*}{10} \right)^3, \quad (12.1)$$

где r_* — расстояние агрегата от нас.

В случае, например, Плеяд имеем: $\Omega \approx 20$ кв. град., $r_* = 125$ пс. С этими данными найдем из (12.1) $N_\phi \approx 50$. По оценке Аро [5] примерно 20% общего количества вспыхивающих звезд в Плеядах, т.е. примерно 86 звезд (при $N = 431$), являются звездами фона. Но следует иметь в виду, что сюда могут войти звезды фона, находящиеся дальше Плеяд, в то время как формула (12.1) дает число фоновых звезд до данного агрегата. Поэтому истинное количество фоновых звезд в случае Плеяд будет меньше 86. Это уже порядок, найденный нами путем экстраполяции условий в окрестностях Солнца до расстояния Плеяд.

Тот факт, что число фоновых вспыхивающих звезд для Плеяд оказалось таким, какое следовало иметь при допущении, что поле вспыхивающих звезд, окружающее Солнце, остается однородным и неизменным на всем протяжении пространства от Солнца до расстояний 100–150 пс, является убедительным доказательством отсутствия какой-либо местной системы или "ассоциации" вспыхивающих звезд вокруг Солнца. Не говоря уже о довольно пестром составе — с возрастной, эволюционной, кинематической и пр. точек зрения — вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца, достаточно сказать, что любая вспыхивающая звезда за 10^7 лет будет удалена от места своего рождения не менее чем на 100 пс или 1000 пс за 10^8 лет и, следовательно, она может переместиться в окрестности Солнца из соседних агрегатов (см. гл. 1).

Применение формулы (12.1) к агрегату Орион ($r_* = 470$ пс, $\Omega \approx 20$ кв. град.) приводит на первый взгляд к фантастической величине для количества фоновых звезд, а именно $N_\phi \approx 2500$ (!), в пять-шесть раз превышающей полное количество обнаруженных в Орионе вспыхивающих звезд. Между тем число фоновых вспыхивающих звезд в Орионе составляет, вероятно, 50, т.е. $\sim 10\%$ или около того (это число мы находим из сопоставления рис. 12.3 с рис. 12.4, см. ниже). Причина такого резкого расхождения понятия: при предельной проникаемости $17^m,5$ телескопов, использованных для обнаружения вспыхивающих звезд в Орионе,

наверняка могут быть открыты только звезды, абсолютные светимости которых меньше $+9^m$ или $+10^m$; вспыхивающие звезды с $M_V = +13^m$ открываются крайне редко и случайно и то при условии, что амплитуда вспышки очень большая (блеск вспыхивающей звезды с абсолютной светимостью, например, такой же, как UV Cet, будет $\sim 21^m$ в V-лучах на расстоянии Плеяд, $\sim 24^m$ на расстоянии Ориона и $\sim 27^m$ на расстоянии ассоциации δ и χ Персея). Между тем, в нашем сводном списке вспыхивающих звезд (табл. 1.1), доля звезд с $M_V < 10^m$ составляет 3/50, а с $M_V > +9^m$ — даже 1/50. Кроме того, в случае Ориона особое значение приобретает учет межзвездного поглощения. По-видимому, более детальный количественный анализ поставленной задачи (нахождение истинного количества фоновых вспыхивающих звезд) с учетом перечисленных факторов в отношении отдельных агрегатов может привести к интересным результатам.

7. Пространственная концентрация вспыхивающих звезд

Данные, приведенные в табл. 12.4, дают некоторое представление о пространственной концентрации вспыхивающих звезд как в окрестностях Солнца, внутри сферы радиусом 10 пс, так и в агрегатах Орион и Плеяды. В случае Ориона вычисления произведены как для всей области, диаметром около 5° , так и для наиболее плотной центральной ее части, внутри сферы диаметром около 2° , в обоих случаях без учета влияния фоновых звезд. Как видим, разница в пространственных концентрациях получается на порядок. В случае же Плеяд влияние фоновых звезд, в размере 20% от общего количества вспыхивающих звезд, было учтено.

Судя по данным приведенной таблицы, пространственная концентрация вспыхивающих звезд в Орионе в 5 — 6 раз меньше, чем в Плеядах (в варианте б)). Однако эта разница нам не кажется реальной. Из-за большей удаленности Ориона от нас по сравнению с Плеядами, а также из-за экранировки части вспыхивающих звезд в центре Большой туманности Ориона, не все вспыхивающие звезды в ней могли быть обнаружены (это замечание относится к варианту а)). Вместе с тем у нас нет оснований ожидать одинаковой пространственной концентрации для вспыхивающих звезд во всех агрегатах, находящихся на разных возрастных ступенях.

Что касается найденной величины для концентрации вспыхивающих звезд, рассеянных в окрестностях Солнца ($0,01$ звезды \cdot пс $^{-3}$), то ее сле-

Т а б л и ц а 12.4. Пространственная концентрация вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца и в агрегатах Орион и Плеяды

Вспыхивающие звезды	Радиус сферы		Полное количество вспыхив. звезд	Пространств. концентрация вспыхив. звезд, зв \cdot пс $^{-3}$
	угловой	линейный, пс		
В окрестностях Солнца	—	10	50	0,01
Орион (а)	$2^\circ,5$	20	321	0,01
Орион (б)	$1^\circ,0$	8	183	0,09
Плеяды	$2^\circ,5$	5,5	469	0,56

дует считать достаточно надежной; процесс обнаружения вспыхивающих звезд, находящихся не далее 10 пс, по-видимому, близок к завершению, а дальнейшее уточнение расстояний отдельных звезд вряд ли внесет существенные поправки в эту оценку.

Приняв приведенную концентрацию вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца постоянной повсюду в Галактике, можно найти полное число вспыхивающих звезд: оно получается, конечно, весьма ориентировочно, порядка 10^9 (при объеме Галактики $1,5 \cdot 10^{11}$ пс³). Иначе говоря, вспыхивающие звезды составляют примерно 1% от полного числа всех типов звезд в Галактике. Это следует считать большой величиной, учитывая весьма специфические свойства вспыхивающих звезд.

8. Видимое распределение вспыхивающих звезд

В предыдущей главе был сделан вывод о том, что в любом агрегате звезды типа Т Тельца и вообще с H_α -эмиссией должны быть моложе вспыхивающих звезд. При справедливости этого вывода мы, в частности, должны наблюдать заметное различие в характере видимого распределения или размерах системы обеих категорий объектов в данном агрегате. Вместе с тем это различие может быть обнаружено с уверенностью только в случае достаточно большого количества известных в данном агрегате звезд обоих типов. Наиболее подходящими объектами пока являются Орион и Плеяды, анализ видимых распределений вспыхивающих звезд и звезд с H_α -эмиссией в которых, оказывается, приводит к интересным результатам [23].

Остановимся сперва на агрегате Орион. На рис. 12.3 и 12.4 представлены карты видимых распределений вспыхивающих звезд и звезд с H_α -эмиссией в нем. В центре этих карт, обозначенная крестиком, находится Большая туманность Ориона, вернее, звезды Трапещи.

На обеих картах четко выделяется прежде всего влияние поглощающего свет вещества на характер видимых распределений звезд. Оно выражается, в частности, в асимметрии распределения звезд, а также в возрастании их общего количества в направлении, отличающемся сравнительной прозрачностью. Однако это поглощение, искажающее видимое распределение интересующих нас типов звезд, практически не будет влиять на характер их относительного распределения. Например, изменение отношения их поверхностной концентрации с удалением от центра ассоциации Орион будет иметь реальный физический смысл.

Исходя из этого, вся область Ориона, размером $5^\circ \times 5^\circ$, была разбита на пять концентрических зон — от I до V, так, как это показано на рисунках. Размеры этих зон в угловых мерах, их площади в квадратных градусах, полное количество вспыхивающих звезд N_f и звезд с H_α -эмиссией N_α в каждой из этих зон (по данным до 1976 г.) приведены в первых столбцах табл. 12.5. С помощью этих данных была найдена относительная концентрация вспыхивающих и H_α -звезд в каждой зоне в отдельности (столбцы 6 и 7). Отсюда нетрудно перейти к относительному распределению n_f и n_α этих величин, приняв поверхностную концентрацию за единицу в зоне I (столбцы 8 и 9). Фактически n_f и n_α суть градиенты

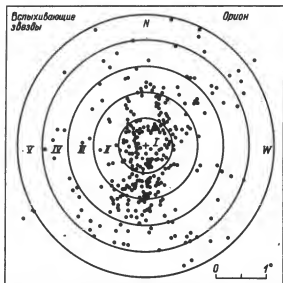


Рис. 12.3. Видимое распределение вспыхивающих звезд в агрегате Орион. Крестиком обозначен центр Большой туманности Ориона (Трапеция). Расстояние между концентрическими зонами $0^{\circ},5$. Число вспыхивающих звезд по зонам I—V приведено в табл. 12.5.

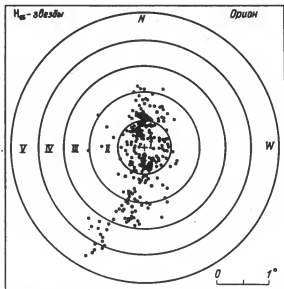


Рис. 12.4. Видимое распределение звезд с H_{α} эмиссией в Орионе (см. рис. 12.3)

Т а б л и ц а 12.5. Видимое распределение вспышкающих звезд и звезд с H_{α} -эмиссией в Орионе

Зона	Границы от центра, градусы	Площадь зоны, кв. град.	Полное количество	
			Вспыхивающих звезд N_f	H_{α} -звезд N_{α}
I	0 – 0,5	0,78	84	134
II	0,5 – 1,0	2,36	99	82
III	1,0 – 1,5	3,93	75	34
IV	1,5 – 2,0	5,50	43	10
V	2,0 – 2,5	7,07	20	5

поверхностных концентраций вспышкающих звезд и звезд с H_{α} -эмиссией соответственно.

Из приведенных в табл. 12.5 данных следует, что градиент n_{α} гораздо больше, чем градиент n_f . Это значит, что система звезд с H_{α} -эмиссией значительно сильнее концентрируется к центру ассоциации, чем система вспышкающих звезд. Очевидно, отношение n_f/n_{α} может характеризовать степень концентрации вспышкающих звезд по отношению к звездам с H_{α} -эмиссией; числовое значение этого отношения приведено в последнем — десятом столбце таблицы.

Отношение n_f/n_{α} увеличивается, причем довольно быстро, при переходе от внутренних зон к наружным. Это значит, что чем дальше от центра ассоциации, тем больше относительное число вспышкающих звезд, либо же меньше относительное число с H_{α} -эмиссией. Относительное количество вспышкающих звезд, например в зоне IV, более чем в четыре раза больше числа H_{α} -звезд.

Рассматривая совокупность вспышкающих звезд и звезд с H_{α} -эмиссией в Орионе как одно целое, мы можем дать только что установленной закономерности определенный физический смысл: вспышкающая активность звезд агрегата Орион растет с удалением от его центра.

Допустим, что звезды рождаются в результате конденсации диффузного газо-пылевого вещества. Тогда процесс звездообразования должен идти более интенсивно в центральных областях этого облака, где плотность вещества больше, чем на его периферии. После своего рождения звезда оказывается в состоянии звезд типа Т Тельца либо с H_{α} -эмиссией. Но поскольку последние довольно быстро переходят в звезды типа вспышкающих, то совершенно ясно, что при умеренных темпах звездообразования на периферии первичного газо-пылевого облака относительная доля вспышкающих звезд (по отношению к H_{α} -звездам) будет значительно больше, чем в центральных областях. Если исходить из приведенных в табл. 12.4 данных, то на периферии ассоциации Орион во вспышкающие звезды уже превратилось около 80% первоначального количества H_{α} -звезд.

Аналогичный результат получается и в случае Плеяд. Составив подобно рис. 12.3 и 12.4 карты видимого распределения вспышкающих звезд

Концентрация звезд на 1 кв. град		Относительная концентрация		$\frac{n_f}{n_\alpha}$
Вспых. звезд	H α - звезд	n_f	n_α	
108	171	1	1	1
42	35	0,39	0,205	1,90
19	8,65	0,177	0,050	3,55
7,8	1,82	0,072	0,011	6,7
2,8	0,70	0,026	0,004	6,4

и H α -звезд для Плеяд и разбив всю область на пять concentрических зон, мы приходим к интересному результату: в зоне V и дальше нет ни одной звезды с H α - или CaII-эмиссией, вместе с тем в этой зоне находится почти 20% всех вспыхивающих звезд (рис. 12.5).

Таким образом, относительно малое количество (52) звезд с эмиссионными линиями в Плеядах и полное их отсутствие на периферии (т.е. $n_f/n_\alpha \rightarrow \infty$) является одной из характерных его особенностей, отличающих от Ориона. Но Плеяды старше по возрасту Ориона больше чем на порядок (табл. 12.1). Отсюда следует, что процесс звездообразования в Плеядах в настоящее время в основном завершен, а подавляющее большинство звезд с эмиссионными линиями перешло в состояние вспыхивающих.

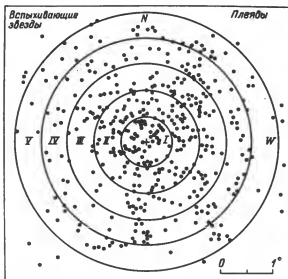


Рис. 12.5. Видимое распределение вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды. Крестиком обозначено положение Алыцены

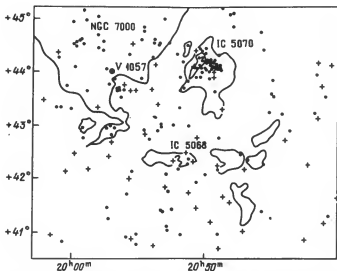


Рис. 12.6. Видимое распределение 47 вспыхивающих звезд (крестики) и примерно 150 звезд поздних классов с H_{α} -эмиссией (точки) в агрегате Лебедь (NGC 7000 и IC 5068–70). Четыре вспыхивающие звезды оказались вне рассмотренной области неба

Как видим, установленная закономерность — быстрое уменьшение доли H_{α} -звезд к периферии агрегата — подводит нас к проблеме самого звездообразования и, в частности, к агрегатному состоянию и пространственному распределению первичного вещества, из которого образовались звезды. Этот вопрос будет рассмотрен в § 12 настоящей главы.

В случае агрегата в Лебеде картина несколько иная. В области туманностей NGC 7000 и IC 5068–70 звезды с H_{α} -эмиссией поздних классов встречаются преимущественно группами, в то время как вспыхивающие звезды рассеяны более или менее равномерно (рис. 12.6). Заметна также связь звезд с H_{α} -эмиссией с наиболее плотными частями указанных туманностей. Впечатление создается такое, что отсутствие компактности в самих туманностях отразилось также на характере видимого распределения вспыхивающих и H_{α} -звезд. При всем внешнем отличии этих черт от тех, что мы имели в Орионе и Плеядах в распределении обоих типов звезд, никакого противоречия, однако, в выводе о том, что и в случае агрегата в Лебеде звезды с H_{α} -эмиссией в конце концов превращаются во вспыхивающие, нет.

9. Вспыхивающие звезды на цветовой диаграмме

Особый интерес представляют результаты колориметрических наблюдений вспыхивающих звезд и H_{α} -звезд, а также их сопоставление с теоретической диаграммой $U-B \sim B-V$, вытекающей из гипотезы быстрых электронов. В случае Ориона такие наблюдения для большого количества вспыхивающих звезд (~ 250) и звезд с H_{α} -эмиссией (200) были проведе-

ны фотографическим способом [24, 25]. Все измерения соответствуют нормальным, т.е. вне вспышки, состояниям звезды.

Результаты измерений [25] для звезд с H_{α} -эмиссией и для вспыхивающих звезд нанесены на теоретическую цветовую диаграмму на рис. 12.7 и 12.8. Анализ этих диаграмм позволяет сделать следующие выводы:

а) По своему характеру распределение орионовых звезд с H_{α} -эмиссией на цветовой диаграмме не отличается от того, что мы имели выше в случае звезд типа Т Тельца (см. рис. 11.3). Этим еще раз подтверждается высказанная неоднократно мысль о почти полной идентичности звезд типа Т Тельца и звезд с H_{α} -эмиссией. В частности, практически все звезды с H_{α} -эмиссией находятся на главной последовательности, они рассеяны, причем удивительно равномерно, по всей цветовой диаграмме, занимая ее верхнюю часть (область звезд типа NX Mon).

б) Вспыхивающие звезды Ориона также расположены выше главной последовательности. Однако средняя удаленность системы вспыхивающих звезд от главной последовательности значительно меньше, чем средняя удаленность системы H_{α} -звезд.

Оба вывода являются новым и убедительным доказательством того, что звезды с H_{α} -эмиссией действительно являются предшествующим этапом и что они эволюционируют во вспыхивающие звезды; последние по мере своего развития все более и более приближаются к главной последовательности.

Красноречивым дополнением к сделанному выводу может служить цветовая диаграмма, построенная для группы вспыхивающих звезд в Плеядах; она построена по данным [26] и приведена на рис. 12.9. Сопоставляя этот рисунок с рис. 12.8, мы видим, что в случае Плеяд (которые по возрасту значительно "старше" Ориона) средняя удаленность системы вспыхивающих звезд от главной последовательности уже заметно меньше, чем в случае Ориона.

На рис. 12.8 обращает на себя внимание практически полное отсутствие вспыхивающих звезд в области диаграммы, соответствующей спектральным классам M5 — M6. Судя по этой диаграмме, вспыхивающие звезды в Орионе должны принадлежать подклассам более ранним, чем M2 — M3. Этот вывод находится в полном согласии с выводом Аро, сделанным только по спектральным характеристикам звезд, согласно которому в Орионе отсутствуют вспыхивающие звезды с подклассами, более поздними, чем M2 — M3. В ином же случае такое заключение сделали в результате сопоставления колориметрических данных с теоретической цветовой диаграммой, построенной на основе гипотезы быстрых электронов.

Звезды, постоянно находящиеся на верхней части диаграммы (рис. 12.8), т.е. для которых величина $U - V$ отрицательна, конечно, также вспыхивают, но не со столь большой амплитудой, как звезды, находящиеся ближе к главной последовательности. Звезда класса M5, находящаяся на главной последовательности, т.е. имеющая нормальные показатели цвета, может вспыхнуть теоретически с амплитудой до $9 - 10^m$ в U -лучах. Между тем, в случае звезды, находящейся в состоянии перманентной вспышки и поэтому имеющей далеко не нормальные показатели цвета, максимальная амплитуда вспышки не может быть столь большой, в лучшем

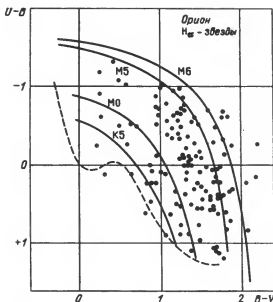


Рис. 12.7. Звезды с H_{α} -эмиссией агрегата Орион на теоретической цветовой диаграмме $U-B \sim B-V$

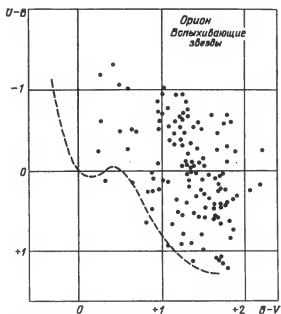


Рис. 12.8. Вспыхивающие звезды агрегата Орион на теоретической цветовой диаграмме $U-B \sim B-V$

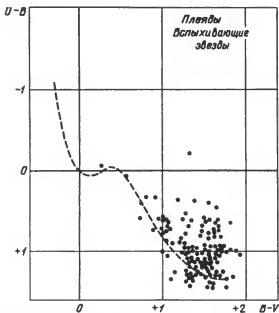


Рис. 12.9. Вспыхивающие звезды Плеяд на теоретической цветовой диаграмме $U-B \sim B-V$

случае $3 - 4^m$. Этот вывод относится ко всем звездам типа NX Моп (см. гл. 11, § 6). Впрочем, приведенные в предыдущей главе результаты позволяют найти точное теоретическое соотношение между показателями цвета и амплитудой вспышки и тем самым прогнозировать предельную амплитуду при заданной перманентной активности звезды, характеризующейся заданными показателями цвета.

10. Колориметрические характеристики излучения чистой вспышки

Для пяти сильных вспышек четырех звезд в Плеядах и одной в Орione имеются данные [66] о показателях цвета $(B-V)_f$ и $(U-B)_f$ дополнительного излучения вспышки, т.е. с вычетом излучения звезды; они приведены в табл. 12.6. Эти данные получены фотометрическим методом, в результате синхронных наблюдений в U -, B - и V -полосах, и поэтому не могут обеспечить точности, свойственные фотоэлектрическому способу при наблюдениях звезд типа UV Cet.

Данные табл. 12.6 нанесены, аналогично рис. 7.13, на рис. 12.10, на графике зависимости $(B-V)_f \sim (U-B)_f$. Там же проведены системы линий, соответствующих разным значениям "фактора геометрии" n и отношения k_3/k_2 (при $k_2/k_1 = 1$); при этом k_1 , k_2 и k_3 суть степени отклонения излучения звезды (в нормальных условиях) от планковского распределения для области длин волн, центрированных на 3,6, 4,4 и 5,5 мкм соответственно (см. § 8, гл. 7), а n — коэффициент в законе преобразо-

Т а б л и ц а 12.6. Показатели цвета вспышечного излучения $(B - V)_f$ и $(U - B)_f$ (с вычетом излучения звезды) в максимуме вспышки четырех звезд в Плеядах и одной звезды в Орионе (Т 129)

Звезда	Дата вспышки	ΔU	$(B - V)_f$	$(U - B)_f$
2	10.XII.79	$5^m,0$	$-0^m,4$	$-0^m,7$
105	10.XII.79	5,3	-0,1	-1,2
156	12.XII.79	4,2	+0,2	-0,6
540	11.XII.79	1,7	+1,0	-0,4
Т 129	18.XII.79	5,7	-0,7	-1,1

вания частоты $\nu/\nu_0 = \pi\gamma^2$ при обратном комптон-эффекте и может принять числовые значения от $\pi = 0,15$ до $\pi = 2$ и даже больше в зависимости от геометрии "звезда-облако (из быстрых электронов) - наблюдатель" (см. § 10, гл. 7).

Сравнивая рис. 12.10 с рис. 7.13, мы видим, что в качественном отношении между ними нет никакой разницы и что разброс точек наблюдений на цветовой диаграмме чистой вспышки в случае вспыхивающих звезд в агрегатах такой же, как и в случае звезд типа UV Cet. Одинаковы также в обоих случаях предельные значения π и k_3/k_2 , которыми охватываются наблюдательные точки.

Средние значения $(B - V)_f$ и $(U - B)_f$ для приведенных в табл. 12.6 пяти вспышек звезд в агрегатах оказались равными 0^m и $-0^m,8$ соответственно.

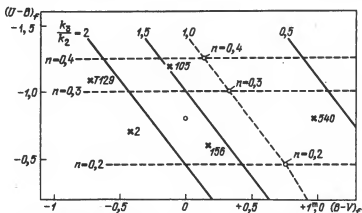


Рис. 12.10. Диаграмма зависимости $(U - B)_f \sim (B - V)_f$ для излучения чистой вспышки. Крестики - наблюдения (табл. 12.6) для четырех звезд в Плеядах и одной в Орионе (крайний левый). Толстая прерывистая линия с кружками - обратный комптон-эффект при $\gamma^2 = 10$ и $\pi = 0,2, 0,3$ и $0,4$. Нанесены линии постоянных значений $(U - B)_f$ при заданном значении π (горизонтальные штриховые линии), а также линии зависимости $(U - B)_f \sim (B - V)_f$ при $k_3/k_2 = 0,5; 1,0; 1,5$ и $2,0$. Диаграмма построена для случая $k_3/k_1 = 1$ (см. рис. 7.13)

Для очень большого количества вспышек звезд типа UV Cet эти средние величины были $+0^m,2$ и $-0^m,95$ соответственно (см. гл. 7). В пределах точности измерений можно считать оба эти значения для двух разных категорий вспыхивающих звезд одинаковыми.

Выше на основе фотометрических данных был сделан вывод об идентичности природы вспышек звезд в агрегатах, с одной стороны, и звезд типа UV Cet, с другой. Теперь к тому же выводу мы приходим на основе анализа колориметрических характеристик излучения чистой вспышки.

11. Метод определения возраста агрегата

Выше мы пришли к интересному выводу о том, что средняя удаленность системы того или иного типа звезд от главной последовательности находится в зависимости от возраста самой системы (типов звезд), причем чем больше эта удаленность, тем моложе система, и наоборот. Возникает вопрос: нельзя ли построить некую эмпирическую зависимость между средней удаленностью системы данных типов звезд, скажем, по оси $U - B$, обозначив ее через $\bar{d}(U - B)$, и возрастом системы? Очевидно, располагая такой зависимостью в количественном виде, можно будет использовать ее для определения возраста любого агрегата или входящей в него системы нестационарных звезд, если для него известна из наблюдений величина $\bar{d}(U - B)$ — среднеарифметическая удаленность всех членов системы от главной последовательности.

Помимо Орiona и Плеяд, достаточно надежные колориметрические данные имеются еще для двух агрегатов — для области туманности NGC 7000 в Лебедь [13] и для Ясли [11, 56]. Известны также более или менее надежно возрасты этих агрегатов. Так, данные для возраста системы звезд различных типов в Орione ($3 \cdot 10^5$ лет для H_α -звезд и 10^6 лет для вспыхивающих) взяты из обзорной статьи Аро [3], для вспыхивающих звезд в Плеядах ($5 \cdot 10^7$ лет) из оценки Аро и Гонзалеса [9]. Возраст $3 \cdot 10^6$ лет для агрегата NGC 7000 был обоснован выше (§ 4). Что касается агрегата Ясли, то его возраст оценивается в $4 \cdot 10^8 - 9 \cdot 10^8$ лет [31], причем есть основание считать первую оценку ($4 \cdot 10^8$ лет) более вероятной [11].

На основе этих данных была найдена эмпирическая зависимость между средней удаленностью от главной последовательности $\bar{d}(U - B)$ для данной системы нестационарных звезд и ее возрастом t ; она представлена в табл. 12.7, где n — число звезд с измеренными колориметрическими

Т а б л и ц а 12.7. Эмпирическая зависимость между средней удаленностью показателя цвета $U - B$ от главной последовательности $\bar{d}(U - B)$ и возрастом агрегата для системы вспыхивающих звезд

Система звезд	n	$\bar{d}(U - B)$	Возраст, лет
Орион, H_α -звезды	200	$1^m,0$	$3 \cdot 10^5$
Орион, вспых. звезды	250	0,6	$1 \cdot 10^6$
NGC 7000, вспых. звезды	51	0,6	$3 \cdot 10^6$
Плеяды, вспых. звезды	130	0,16	$5 \cdot 10^7$
Ясли, вспых. звезды	33	0	$4 \cdot 10^8$

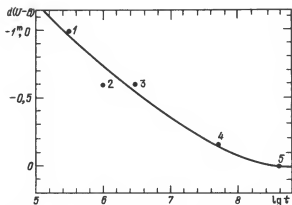


Рис. 12.11. Эмпирическая зависимость между средней удаленностью показателей цвета $\bar{d}(U-B)$ для данной категории звезд (вспыхивающие или с H_{α} -эмиссией) от главной последовательности и возрастом агрегата t . 1 — Орион (H_{α}); 2 — Орион; 3 — NGC 7000; 4 — Плеяды; 5 — Ясли

характеристиками. Эта зависимость представлена также в графической форме на рис. 12.11. Проведенная на нем средняя кривая, по-видимому, может быть использована для определения возраста того или иного агрегата или входящей в него системы нестационарных звезд.

Следует отметить, что при построении рис. 12.11 нами были использованы величины $\bar{d}(U-B)$, не исправленные за влияние межзвездного поглощения. В нашем случае эта процедура, по-видимому, просто неосуществима. Во-первых, нам неизвестны спектральные классы, а следовательно, нормальные показатели цвета для всех использованных нами звезд. Во-вторых, поглощение, сильное и неоднородное, в молодых звездных группировках вызвано в основном локальной межзвездной средой данного агрегата. Использование только наблюдаемых значений $\bar{d}(U-B)$ по сути дела означает учет некоего интегрального эффекта, обусловленного истинным цветом звезды с одной стороны, и мощностью локальной межзвездной среды агрегата — с другой; очевидно, как первое, так и второе могут меняться с возрастом агрегата.

В качестве примера используем найденную эмпирическую зависимость для определения возраста подсистемы H_{α} -звезд в агрегате NGC 7000. С помощью приведенных в [13, 33, 36] величин $U-B$ для ~ 150 звезд с H_{α} -эмиссией поздних классов (т.е. для которых $B-V > +1^m,0$) в этом агрегате было найдено для средней удаленности по оси $U-B$ системы H_{α} -звезд от главной последовательности $\bar{d}(U-B) \approx 0^m,76$. По этому значению $\bar{d}(U-B)$ из рис. 12.11 для возраста подсистемы H_{α} -звезд было найдено значение почти точно 10^6 лет, т.е. H_{α} -звезды опять оказались моложе вспыхивающих звезд в данном агрегате.

Что касается остальных агрегатов (NGC 2264, Волосы Вероники, Темное облако Тельца NGC 7023 и др.), то применение указанного метода для определения их возраста не представляется пока возможным как из-за

малого числа обнаруженных в них вспыхивающих звезд, так и полного отсутствия колориметрических данных для этих звезд.

Предложенный метод определения или оценки возраста агрегата или совокупности определенных типов нестационарных звезд обладает несомненным преимуществом, поскольку он опирается не на характеристики или особенности одной-двух звезд, а всей системы вполне однородных типов звезд, тем самым исключая влияние случайных ошибок. Индивидуальные особенности отдельных экзотических типов звезд, например, наличие или отсутствие звезд типа NX Моп или объектов Хербига—Аро в данном агрегате, могут служить лишь дополнительным критерием для проверки достоверности найденного с помощью указанного метода возраста агрегата.

Как было указано выше, звезды типа Т Тельца представляют собой высокочастотно или перманентно вспыхивающие звезды. И несмотря на это, вопрос о том, в какой мере найденная эмпирическая зависимость применима для нахождения возраста отдельных типов звезд типа Т Тельца (или звезд с H_{α} -эмиссией) по известной из наблюдений величине $\overline{d(U-B)}$, требует дополнительного обоснования. Тем не менее здесь мы дадим в качестве иллюстрации применение этой зависимости к четырем звездам этого типа: Т Тау, RW Aur, NX Моп и S CrA. Для первой звезды (Т Тау) среднее положение точек на двухцветной диаграмме оказалось [57, 58] удаленным от главной последовательности по оси $U-B$ примерно на $0^m,60$. Этому соответствует на рис. 12.11 возраст Т Тау почти точно $2,5 \cdot 10^6$ лет, что, вообще говоря, правдоподобно. Среднее же положение RW Aur [36] оказалось еще выше, примерно на $0^m,90$ от главной последовательности; этому соответствует возраст для RW Aur примерно $5 \cdot 10^5$ лет — порядка возраста самых молодых звезд с H_{α} -эмиссией в Орионе. Особо активная среди звезд типа Т Тельца звезда NX Моп с показателем цвета $U-B = -1^m,35$ и $B-V = +0^m,57$ (см. гл. 11, § 6) оказалась очень далеко от главной последовательности, для нее $\overline{d(U-B)} \approx 1^m,3$, что дает для возраста этой звезды $9 \cdot 10^4$ лет — в согласии с представлением, что звезды типа NX Моп являются ранней стадией вообще для звезд типа Т Тельца. Наконец среднее положение звезды S CrA на двухцветной диаграмме соответствует значениям $U-B \approx -0^m,1$ и $B-V \approx +0^m,9$ [59], что дает для расстояния от главной последовательности $\overline{d(U-B)} \approx 1^m,2$. По этому значению d найдено из рис. 12.11 для возраста этой звезды значение $1,2 \cdot 10^5$ лет — почти такое же, что и у NX Моп, хотя по спектральному составу эти звезды существенно отличаются друг от друга. Сводка получен-

Т а б л и ц а 12.8. Возрасты некоторых звезд типа Т Тельца, найденные по показателю цвета

Звезда	Число наблюдений	$\overline{d(U-B)}$	Возраст, лет
T Tau	18	$0^m,60$	$2,5 \cdot 10^6$
RW Aur	17	0,90	$5 \cdot 10^5$
NX Mon	1	1,3	$9 \cdot 10^4$
SCrA	20	1,2	$1,2 \cdot 10^5$

ных результатов для этих четырех звезд представлена в табл. 12.8. Другие оценки для возраста этих четырех звезд нам неизвестны.

По поводу применения описанного метода для нахождения возраста отдельных звезд типа Т Тельца может, на первый взгляд, создаться впечатление о допущении некоей непоследовательности, ибо представленные на рис. 12.11 эмпирическая зависимость между t и $\overline{d(U-B)}$ носят статистический характер и построены на основе обобщенных характеристик всей совокупности звезд рассматриваемого типа. Однако в принципе никакой непоследовательности здесь нет, поскольку и в случае рассмотренных выше отдельных звезд типа Т Тельца речь идет об усредненных (статистических) цветовых характеристиках, выведенных на этот раз по всей совокупности большой серии наблюдений (10 — 20 и более) для одной и той же звезды (за исключением NX Mon). Тем не менее к найденным возрастам отдельных звезд в агрегатах следует относиться с некоторой оговоркой, имея в виду, что из-за непостоянства межзвездного поглощения в пределах агрегата отклонение $\overline{d(U-B)}$ для отдельной звезды может в какой-то мере отличаться от среднего для агрегата в целом значения.

12. Связь между вспыхивающими звездами и звездами с эмиссионными линиями

Трудно сомневаться в том, что вспыхивающие звезды, быстрые неправильные переменные, какими являются звезды класса dMe, а также звезды типа Т Тельца, переменные типа Ориона, представляют собой сходные объекты и между ними существует некая генетическая связь [3]. Более того, некоторые из этих типов звезд представляют собой эволюционную последовательность, в чем мы убедились, проанализировав выше видимое распределение вспыхивающих звезд и звезд с H α -эмиссией в Орионе, а также характер диаграмм $U-B \sim B-V$ для этих групп звезд и т.д.

Каковы чисто внешние признаки, связывающие перечисленные объекты друг с другом? Аро [3] выделяет следующие:

1. У этих звезд существует тенденция скопляться в группы, в особенности в молодых звездных скоплениях, в которых межзвездная материя присутствует в заметном количестве.

2. Для неправильных переменных и вспыхивающих звезд характерно их присутствие только в областях, богатых межзвездной материей. Некоторые физические характеристики звезд, расположенных вдали от облаков межзвездной материи, могут отличаться от характеристик звезд, погруженных в эти облака. Например, нет ни одной звезды типа Т Тельца вне туманных областей, почти нет ни одной вспыхивающей звезды класса более раннего, чем K. Это скорее может быть следствием эволюции, чем взаимодействия с окружающей средой.

3. Быстрые и неправильные переменные всех типов, в особенности те, которые связаны с агрегатами, могут располагаться выше главной последовательности. Однако некоторые неправильные переменные и вспыхивающие звезды все-таки находятся около или даже ниже главной последовательности.

4. Типичные звезды типа Т Тельца и RW Aur могут вспыхнуть, и наоборот — многие вспыхивающие звезды могут быть одновременно "нормальными" неправильными переменными.

5. Спектроскопические особенности в момент вспышки для всех вспыхивающих звезд такие же, как у звезд типа Т Тельца в обычных условиях. Подобно многим неправильным переменным, в спектрах некоторых из вспыхивающих звезд присутствуют эмиссионные линии, главным образом водорода и ионизованного кальция. Однако существуют и звезды, эмиссионные линии которых нельзя обнаружить даже в период максимума (во всяком случае на спектральных снимках, полученных с помощью объективной призмы).

6. Кинематические особенности неправильных быстрых переменных, включая и звезды класса dMe и вспыхивающие, по предварительным данным одинаковые.

7. Существование вспыхивающих звезд можно ожидать в каждой изолированной группе звезд, где присутствуют быстрые неправильные переменные.

8. Чем позднее спектральный класс ярчайшей вспыхивающей звезды в данной группе звезд, тем немногочисленнее "нормальные" неправильные переменные, или тем меньше амплитуда колебания их блеска.

В целом кажется приемлемым следующее замечание: вспыхивающие звезды в агрегатах и вспыхивающие звезды типа UV Cet, рассеянные в окрестностях Солнца, принадлежат к одной и той же физической семье, а различия, обнаруживаемые между ними, следует отнести главным образом к фактору эволюции.

13. Пространственное распределение вспыхивающих звезд в агрегатах

Уже беглый взгляд на карты видимых распределений вспыхивающих звезд и звезд с H_α -эмиссией (рис. 12.3, 12.4, 12.5) показывает, что, возможно, должны существовать определенные закономерности в пространственном распределении этих звезд внутри данного агрегата. Очевидно, установление формы этой закономерности имело бы непосредственное отношение к пониманию генезиса и эволюции самих звезд в агрегатах.

По сути дела, ставится вопрос о восстановлении пространственного распределения вспыхивающих звезд и звезд с H_α -эмиссией в агрегате по наблюдаемой карте этих звезд — их проекции на небесную сферу. С математической точки зрения поставленная задача сводится к решению интегрального уравнения

$$N(r) = \int_r^{r_0} \frac{n(x)dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}, \quad (12.2)$$

которое после замены переменной интегрирования легко приводится к классическому уравнению Абеля. Здесь $N(r)$ есть наблюдаемая поверхностная плотность звезд данного типа в проекции на небесную сферу, $n(x)$ — искомая пространственная концентрация звезд на расстоянии X от центра скопления.

Будем исходить из простейшего предположения, что система данного типа нестационарных звезд в агрегате обладает сферической симметрией и что распределение пространственной концентрации звезд в ней $n(x)$

может быть представлено законом типа

$$n(x) \sim x^{-\beta}, \quad (12.3)$$

где x — расстояние от центра системы, а β характеризует быстроту убывания числа звезд в единичном объеме с удалением от центра. Наша задача — проверить, соблюдается ли закон (12.3) для реальных агрегатов и если да, то какова числовая величина β для системы того или иного типа нестационарных звезд.

Подставляя (12.3) в (12.2), будем иметь для отношения $N(r)/N_0$

$$\frac{N(r)}{N_0} = \int_r^{r_0} \frac{x^{1-\beta} dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}, \quad (12.4)$$

где r_0 — радиус сферы (окружности), за пределами которой нет звезд, а N_0 — концентрация звезд в центральной зоне (все линейные величины в (12.4) измеряются в единицах r_0).

Отношение $N(r)/N_0$ — относительная плотность числа звезд — по сути дела есть не что иное, как видимое распределение звезд внутри агрегата и легко может быть найдено из наблюдений. В случае Орнона, например, имеем: для вспыхивающих звезд $N(r)/N_0 = n_f$, а для звезд с H_α -эмиссией $N(r)/N_0 = n_\alpha$, где числовые значения n_f и n_α следует брать из табл. 12.5.

Далее поступаем следующим образом. Задавая в (12.4) ряд дискретных значений параметра β от $\beta = 0$ (случай постоянной концентрации) до, например, $\beta = 3$, можно построить теоретические кривые изменения $N(r)/N_0$ с r для каждого значения β в отдельности. Эти кривые проведены сплошными линиями на рис. 12.12. Теперь остается нанести на этот рисунок наблюдаемые величины $N(r)/N_0$ для данного типа звезд, что и было сделано для известных (до 1976 г.) вспыхивающих звезд Орнона и Плеяд, а также для 265 звезд с H_α -эмиссией Орнона.

Конечно, как допущение о концентрически-симметричной структуре агрегата, так и принятый закон $n(x) \sim x^{-\beta}$ являются идеализацией проблемы. В нашем анализе не было учтено также влияние межзвездного поглощения внутри самого агрегата. Несмотря на это и вопреки ожиданиям, распределение обеих категорий звезд в Орноне и Плеядах, как видно на рис. 12.12, удивительным образом следует теоретически предвычисленным кривым. При этом наилучшее согласие наблюдений с теорией получается при следующих проинтерполированных значениях β (указаны также среднеквадратичные отклонения приведенных величин β):

Орион: звезды с H_α -эмиссией $\beta = 3,25 \pm 0,11$ (сплошная линия),

Орион: вспыхивающие звезды $\beta = 2,30 \pm 0,14$ (штриховая линия),

Плеяды: вспыхивающие звезды $\beta = 1,25 \pm 0,08$ (штрих-пунктир).

Звезды с H_α -эмиссией имеются и в Плеядах, но их сравнительно немного — по данным Маккарти [21] всего 52 (в пять раз меньше, чем в Орноне), поэтому мы их не включили в наш анализ.

Следует подчеркнуть, что в данном случае знание точной величины β для той или иной подсистемы нестационарных звезд в агрегатах не так уж важно. Куда важнее с точки зрения интересующей нас проблемы — эволюции звездных систем и звездной космогонии — получение убедительного

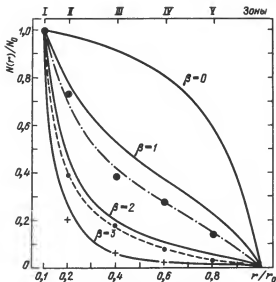


Рис. 12.12. К задаче о пространственном распределении вспыхивающих звезд в агрегатах. Сплошные кривые $\beta = 0, 1, 2$ и 3 суть теоретические зависимости поверхностных концентраций звезд $N(r)/N_0$ от расстояния r при соответствующих значениях показателя β в законе $n(x) \sim x^{-\beta}$. Согласно наблюдений с теорией получается: для вспыхивающих звезд Плеяд — при $\beta = 1,25$ (штрихпунктир и кружки с точкой), для вспыхивающих звезд Ориона — при $\beta = 2,30$ (штриховая линия и черные кружки), для H_α -звезд Ориона — при $\beta \approx 3,25$ (крестики)

доказательства, что величины β существенно отличны для разных подсистем нестационарных звезд: цель, которая, судя по приведенным выше результатам, достигнута.

Наметить кое-какие закономерности в найденных выше числах для β , по-видимому, можно. Прежде всего, наибольшее значение $\beta(3,25)$, а следовательно, наиболее сильная центральная концентрация получается для H_α -звезд Ориона, т.е. для самых молодых звезд, а наименьшее ($\beta = 1,25$) для вспыхивающих звезд Плеяд — самых старых из этих трех групп нестационарных звезд. Налицо существование определенной зависимости между возрастом звезд и степенью их концентрации в агрегате, а именно: чем моложе звезды, тем сильнее они сконцентрированы в агрегате. С возрастом или по мере эволюции звезд их пространственное распределение приближается к равномерному.

Полученные результаты позволяют констатировать следующие положения.

а) Пространственное распределение нестационарных звезд (вспыхивающих и с H_α -эмиссией) в агрегатах можно представить законом вида $x^{-\beta}$.

б) Числовое значение β , т.е. степень концентрации для данного типа нестационарных звезд, может быть разное в разных агрегатах. Числовые значения β могут быть разными также для разных типов нестационарных звезд в данном агрегате.

в) Числовому значению β для разных категорий нестационарных звезд можно придать эволюционный смысл. Если так, то допущение $\beta > 3$ для пространственного распределения первичного вещества или фрагментаций, из которых образуются звезды, становится неизбежным.

Этим положениям, по-видимому, можно дать космогоническую интерпретацию. В частности, сферически-концентрическую модель с $\beta > 3$ для дозвездного вещества можно иметь естественным образом в случае низкотемпературного газо-пылевого облака, вернее, на определенном этапе эволюции (глобальной конденсации) такого облака, а именно, при возникновении фрагментаций и локальных конденсаций. Кроме того, подтверждается сделанный ранее на основе фактов иного рода вывод о том, что звезды типа H_α представляют собой предшествующий этап вспыхивающих звезд в агрегатах. Этот перечень, вероятно, можно продолжить. Однако на данном этапе куда важнее уточнение или даже получение подтверждения сделанных выше трех выводов путем вовлечения в подобного рода анализ (в плодотворности которого трудно усомниться) других агрегатов и ассоциаций.

Вернемся, однако, к вопросу о влиянии межзвездного поглощения. В нашем анализе были использованы в качестве параметра задачи лишь положения данной категории звезд в проекции на небесную сферу, а не звездные величины, поэтому необходимость их исправления за эффект экстинкции отпадает. В данном случае речь может идти о полиом экранировании отдельных звезд или даже целой группы звезд в результате сильного и неоднородного поглощения внутри агрегата. Весь вопрос заключается в том, чтобы знать: какова относительная доля таких экранированных, а по сути дела неучтенных звезд при анализе разных их типов. Здесь же сделано предположение, что в случае Ориона доля полностью заэкранированных звезд практически одинакова для обеих категорий звезд — вспыхивающих и с H_α -эмиссией (если иметь в виду, что их абсолютные светимости примерно одинаковы).

Поиски законов распределения плотности в звездных скоплениях делались неоднократно; упомянем хотя бы обобщенный закон Шустера—Пламмера [53], закон Валленквиста [54] для открытых звездных скоплений и пр. Однако наибольшей популярностью пользуется эмпирический закон Кинга [55], дающий распределение видимой плотности звезд (или поверхностной яркости) в звездных скоплениях — как открытых, так и шаровых. Применительно, в частности, к шаровым скоплениям этот закон представляется следующей формулой:

$$\frac{N(r)}{N_0} = \frac{1}{1 + (r/r_c)^2} \quad (12.5)$$

— закон, резко отличающийся, во всяком случае внешне, от задаваемого формулой (12.4).

Характерной особенностью закона Кинга (12.5) является существование линейной зависимости между величиной $1/N(r)$ и r^2 .

На основе данных, приведенных в табл. 12.5, были построены графики зависимости между $1/N(r)$ и r^2 для вспыхивающих звезд в Плеядах и Орионе, а также для звезд с H_α -эмиссией в Орионе. Результаты во всех случаях оказались отрицательными — указанная зависимость далеко не

линейная, и, следовательно, закон пространственного распределения нестационарных звезд в Орионе и Плеядах отличен от того, что мы имеем для обычных звезд в шаровых скоплениях. Говорить о причинах этого различия преждевременно. Если подтвердятся сделанные выводы, они будут означать либо различие в способах звездообразования в шаровых скоплениях, с одной стороны, и в молодых агрегатах — с другой, либо же разные в динамическом отношении состояния звездных систем-скоплений существенно разных возрастов.

Решением уравнения (12.2) занимался, применительно к вспыхивающим звездам в агрегатах, также Е.Л. Косарев [72]. При этом ставился вопрос о нахождении такого решения, при котором статистическая точность будет предельная, а именно, порядка $N^{-1/2}$. Естественно, решение получается довольно громоздким, оно связано с большим объемом машинных вычислений, и неудивительно, что ограничилось пока одним применением — в отношении системы вспыхивающих звезд в Плеядах. В нашем же случае поиск решения уравнения (12.2) в виде (12.3), т.е. введением параметра β , преследует, помимо простоты и доступности, прежде всего цели космогонического характера, так как числовые значения этого параметра для той или иной подсистемы звезд дают возможность судить об эволюционной последовательности в развитии этих подсистем. Интересно заметить, что приведенный в [72] окончательный результат — графическая зависимость $n(x)$ от x — легко может быть представлен, в интервале расстояния 1 — 5 пс, законом типа (12.3), и при этом получается $\beta = 1,22$ — в полном согласии с тем, что было найдено нами выше для подсистемы вспыхивающих звезд в Плеядах.

14. Вероятное число вспыхивающих звезд в агрегатах

Подавляющее число вспыхивающих звезд сосредоточено в звездных ассоциациях и агрегатах. Вместе с тем ни в одном агрегате пока не обнаружены все вспыхивающие звезды, реально существующие в нем. Случаи же повторных вспышек указывают на то, что полное количество вспыхивающих звезд хотя и велико, но находится в разумных пределах. В связи с этим возникает задача оценки вероятного количества вспыхивающих звезд в том или ином агрегате. Для ее решения В.А. Амбарцумяном [7] был предложен следующий простой метод, в основе которого лежат допущение, что вспышка звезды есть явление случайное, а ее последовательность — событие, подчиняющееся закону Пуассона. Не менее важным является также допущение о постоянстве средней частоты вспышек ν у отдельных звезд. Более того, принимается также, что ν одинакова для всех вспыхивающих звезд в данном агрегате. При соблюдении всех этих допущений можно написать для вероятности наблюдения k вспышек за эффективное время наблюдений t :

$$p_k = e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!} \quad (12.6)$$

Если N — полное количество всех вспыхивающих звезд в данном агрегате, то математическое ожидание числа вспыхивающих звезд n_k ,

испытывших k вспышек за время t , будет

$$n_k = Ne^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!} \quad (12.7)$$

Если N достаточно велико, то n_k с достаточным приближением будет количество звезд, испытывающих k вспышек за время t . Написав выражение (12.6) для случаев $k = 0, 1, 2, 3$ и 4 и обозначив через n_0 число вспыхивающих звезд, не испытывших за время t ни одной вспышки, найдем

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2} \quad (12.8)$$

$$n_0 = \frac{2n_2^3}{9n_3^2} \quad (12.9)$$

$$n_0 = \frac{3}{32} \frac{n_3^4}{n_4^3} \quad (12.10)$$

где n_1, n_2, n_3 и n_4 суть количество вспыхивающих звезд, испытывших за время t одну, две, три и четыре вспышки соответственно. Для определения полного количества вспыхивающих звезд N в данном агрегате необходимо к найденной с помощью одного из этих соотношений величине N добавить число уже зарегистрированных вспыхивающих звезд.

При соблюдении в реальных агрегатах сделанных выше допущений и поставленных условий каждая из формул (12.8), (12.9) и (12.10) должна давать одно и то же значение для n_0 . Это, однако, как увидим ниже, не имеет места.

Начнем с Ориона. Имеем из табл. 12.3: $\Sigma n_k = 472$, $n_1 = 336$ и $n_2 = 90$. Пользуясь формулой (12.8), найдем $n_0 = 627$, а для полного числа вспыхивающих звезд $N = \Sigma n_k + n_0 = 1100$. Таким образом, общее количество вспыхивающих звезд в Орионе должно быть не менее 1100 и, вероятно, порядка 1500.

Однако совершенно иные цифры получаются для n_0 , если воспользоваться формулами (12.9) и (12.10). Беря значения n_3 и n_4 для Ориона из табл. 12.3, найдем для n_0 соответственно 180 и 148, т.е. расхождение почти в четыре раза.

Еще хуже обстоит дело в случае Плеяд. Беря значения n_1 и n_2 из табл. 12.3, найдем с помощью (12.8) $n_0 = 513$ и $N = 998$, т.е. общее количество вспыхивающих звезд в Плеядах должно быть порядка 1000. Однако формулы (12.9) и (12.10) дают для n_0 значения 38 и 19 — в десять — двадцать (!) раз меньше, чем мы имели в первом случае.

Вывод ясен: требование постоянства средней частоты вспышек в данном агрегате не выполняется ни в Орионе, ни в Плеядах. Более того, имеются прямые данные о том, что средняя частота вспышек в системе может меняться в широких пределах. В Плеядах, например, наряду со звездами, вспыхивающими только один или два раза, имеются и звезды, вспыхивающие в том же интервале времени наблюдений 10, 20, 45, а в одном случае даже до 78 раз (!). Была обнаружена даже некая подгруппа звезд,

вспыхивающих с частотой $0,008$ вспышки $\cdot \text{ч}^{-1}$ — более чем на порядок больше средней для всего агрегата величины.

Есть еще одна причина, приводящая к такому резкому расхождению между наблюдаемой вероятностью обнаружения повторных вспышек и той, что дает формула Пуассона. Дело в том, что фактор случайности при обнаружении вспышки на фотографических пластинках на практике перестает действовать в силу того, что наблюдатель при просмотре знакомого ему звездного поля на фотопластинке невольно, а чаще всего вполне сознательно уделяет особое внимание уже известным вспыхивающим звездам.

Формальным выходом из положения, конечно, может быть представление числа вспыхивающих звезд, наблюдаемых в k вспышках, суммой двух, трех и вообще n -го числа распределений Пуассона с различными частотами вспышек ν_n . Однако такая интерпретация будет лишена физического смысла, ибо она приводит к крайне маловероятной ситуации, а именно, к существованию внутри данного агрегата n совершенно не связанных друг с другом подсистем вспыхивающих звезд.

Из всего изложенного следует, что "метод повторных вспышек" для нахождения истинного количества вспыхивающих звезд в данном агрегате не приводит к убедительным результатам. Здесь нужен прежде всего отказ от постоянства частоты вспышек для всех звезд в агрегате.

В новом подходе к поставленной проблеме В.А. Амбарцумян [74], отказываясь от допущения одинаковости частоты вспышек для всех звезд в данном агрегате, выдвигает задачу нахождения функции распределения $f(\nu)$ вспыхивающих звезд по частотам ν . Для точного ее решения необходимо вести наблюдения сколь угодно долгое время для того, чтобы каждая из вспыхивающих звезд успела претерпеть вспышки в достаточном количестве, необходимом для оценки средней частоты для каждой индивидуальной звезды. Но это невозможно из практических соображений. Поэтому ставится задача статистического определения общего числа вспыхивающих звезд и их распределения по частотам вспышек без предварительного определения средних частот для каждой звезды. Решается эта задача на основе использования хронологии открытий и хронологии подтверждений, т.е. распределения по времени последующих вспышек. Если $t = 0$ соответствует началу слежения (регистрации вспышек) в данном агрегате, то вероятность $p(t)$ того, что в промежутке $(0, t)$ произойдет хотя бы одна вспышка случайно выбранной в агрегате звезды, выражится через функцию $f(\nu)$ распределения пуассоновского параметра ν — средней частоты вспышек — следующим образом:

$$p(t) = 1 - \int_0^{\infty} e^{-\nu t} f(\nu) d\nu. \quad (12.11)$$

Математическое ожидание $n_1(t)$ числа звезд, испытывающих свои "первые" вспышки в единицу времени и в момент t , очевидно, будет

$$n_1(t) = N \frac{dp(t)}{dt} = N \int_0^{\infty} e^{-\nu t} \nu f(\nu) d\nu. \quad (12.12)$$

Отсюда найдем

$$\frac{n_1(t)}{n_1(0)} = \frac{1}{\bar{\nu}} \int_0^{\infty} e^{-\nu t} \nu f(\nu) d\nu, \quad (12.13)$$

где $n_1(0)$ — число всех вспышек в единицу времени, $\bar{\nu}$ — средняя частота вспышек, величина пока неизвестная. Левая часть (12.13) представляет собой относительную долю "первых" вспышек $n_1(t)$ среди всех вспышек, происходящих в единицу времени.

Решение интегрального уравнения (12.13), т.е. нахождение функции $f(\nu)$ по известной из наблюдений величине $n_1(t)/n_1(0)$ осуществляется в [74] для совокупности вспыхивающих звезд в Плеядах. При этом возникает необходимость представления $n_1(t)/n_1(0)$ некоей интерполяционной формулой типа $(1 + 0,0026t)^{-2/3}$, после чего решение (12.13) представляется в виде:

$$f(\nu) = C e^{-\nu s} \nu^{-4/3}, \quad (12.14)$$

где параметр s имеет размерность времени и находится из наблюдений, а C находится из обычного условия нормировки плотности вероятности $f(\nu)$. Представив функцию $f(\nu)$ в таком виде, можно найти математическое ожидание m_k числа звезд, вспыхнувших за время t наблюдений k раз,

$$m_k = N \int_0^{\infty} e^{-\nu \tau} f(\nu) \frac{(\nu \tau)^k}{k!} d\nu, \quad (12.15)$$

после чего — отношения m_k/m_1 , сравнивая их с наблюдаемым значением m_k . Принимая все это для вспышек в Плеядах, происшедших с амплитудой свыше 1^m , В.А. Амбарцумян находит следующую последовательность m_k :

k	$(n_k)_{\text{набл}}$	m_k	k	$(n_k)_{\text{набл}}$	m_k
1	213	(213)	4	20	17
2	62	62	5	9	11
3	46	30	6	29	30

Что касается вывода о том [74], что большая часть вспыхивающих звезд в Плеядах имеет средний интервал между вспышками, превосходящий 5000 часов, то он относится к вспышкам с $\Delta U > 1^m$. Между тем известно из анализа данных для звезд типа UV Cet, что частота вспышек резко возрастает с уменьшением амплитуды (см. гл. 1).

Описанный метод, однако, не дает возможности нахождения полного числа вспыхивающих звезд в агрегате: для этого необходимо знать n_0 — число звезд, не испытывавших за время наблюдений ни одной вспышки, а интеграл (12.15) расходится при $k = 0$. Это обстоятельство приводит к изменению постановки задачи, а именно: следует искать не количество всех вспыхивающих звезд, а лишь количество тех из них, частота вспышек которых превосходит некоторое ν_0 .

15. Вспыхивают ли все звезды в агрегатах?

В связи с противоречивыми результатами, полученными в предыдущем разделе по поводу полного числа вспыхивающих звезд в данном агрегате, возникает вопрос: какова все-таки возможная доля вспыхивающих звезд по отношению к полному числу физических членов агрегата? В частности, возможно ли, чтобы все звезды в агрегате являлись вспыхивающими и что их обнаружение как таковое становится лишь вопросом времени?

Имеющиеся данные дают отрицательный ответ на этот вопрос. В качестве примера возьмем группу из 78 звезд, приведенных в списке Герцшпрунга и др. [40] для физических членов Плеяд, фотографический блеск которых находится в интервале $14,50 - 16^m,05$. Оказывается, из этого количества звезд 31 уже является вспыхивающей [7]. Интересно отметить, что для этой группы ярких звезд распределение числа наблюдаемых вспышек вполне удовлетворительно представляется путем подходящего подбора параметров одним распределением Пуассона. И вот, оказывается, ожидаемое число вспыхивающих звезд для указанной группы должно быть 39 — ровно половина! Остальные звезды не обладали вспышечной активностью, по крайней мере за период наблюдений области Плеяд (1963–1975 гг.).

Конечно, делать из этого факта далеко идущие выводы, в особенности космогонического характера, преждевременно. Ведь совершенно очевидно, что применение более чувствительных методов (например, электрофотометрического) детектирования вспышек обязательно выявит какую-то вспышечную активность у представителей второй половины физических членов Плеяд. Поэтому речь может идти скорее всего о депрессирующей или проходящей вспышечной активности у части звезд в данном агрегате. Во всяком случае, предположение, что часть звезд в агрегате, где идет процесс образования и формирования звезд и начальный этап их эволюции, вообще могла и не пройти через стадию вспышечной активности, кажется крайне маловероятным. По возрасту Плеяды не так уж молоды, поэтому будет вполне естественным ожидать спад или депрессию во вспышечной активности и у тех их представителей, которые появились на раннем этапе формирования самого агрегата, в то время как звезды, появившиеся позднее, были застигнуты нами на пике их вспышечной активности.

И еще: если половина всех физических членов агрегата ныне является вспыхивающими звездами, то следует признать, что это очень много — ведь так или иначе речь идет о явлении вспышки! Трудно поэтому представить себе условия, при которых оставшаяся половина членов агрегата останется вне подозрения быть вспыхивающими когда-либо.

Приведенные соображения, однако, нуждаются в доказательстве наблюдениями. Предположение, что все звезды в агрегатах проходят фазы вспышечной активности в первые 10 — 100 миллионов лет после своего формирования, может показаться даже само собой разумеющимся, но мы пока не располагаем неоспоримыми и прямыми данными в его пользу.

Анализ данных, касающихся вспыхивающих звезд типа UV Cet, привел к выводу о том, что частота вспышек быстро возрастает по мере уменьшения абсолютной светимости звезды (гл. 1, рис. 1.3). С другой стороны,

мы уже неоднократно убеждались в полной идентичности физических процессов, приводящих к вспышке звезд типа UV Cet, с одной стороны, и вспышке звезд в агрегатах — с другой. Поэтому будет вполне естественным ожидать такое же быстрое возрастание частоты вспышек при переходе к более слабым объектам в любом агрегате. Такой вывод следует считать даже тривиальным; любое, сколь угодно малое количество энергии, освобожденное звездой импульсивно, может легко быть зафиксировано в виде вспышки у абсолютно слабой звезды и оставаться совершенно незаметным у абсолютно яркой. Поэтому не следует удивляться, а тем более видеть нечто новое в феномене вспышек, если в дальнейшем будет получено подтверждение о быстром повышении частоты вспышек при переходе к более слабым звездам — слабее 16^m в Плеядах.

16. О цикличности вспышек

Было замечено существование некоего подобия цикличности во вспышечной активности у некоторых вспыхивающих звезд в Плеядах [7]. Так, у одной из первых вспыхивающих звезд, открытой в Плеядах фотографическим способом, звезды T 14 = HII 906 только в течение 1963 года были зарегистрированы четыре вспышки с амплитудами больше 1^m . Следующая вспышка у этой звезды была зарегистрирована лишь спустя два года — в конце 1965 г. В последующие два с лишним года вспышек не наблюдалось, и только в конце 1968 г. фиксируется одна вспышка с амплитудой $2^m,2$. Затем опять наступает затишье. Вспышек не наблюдалось в течение нескольких лет. Следующие две вспышки регистрируются в конце 1972 г. и в начале 1973 г. Наконец, спустя еще два года, регистрируются еще две вспышки — в конце 1974 г. Циклограмма этих вспышек схематически показана на рис. 12.13. Создается впечатление, что вспышечная активность у этой звезды повторяется циклично с периодом 2–2,5 года. Нарушает эту цикличность, по-видимому, отсутствие вспышек в 1971 г.; возможно, они просто не были зарегистрированы из-за отсутствия наблюдений в нужное время.

Поразительную по точности цикличность в появлении вспышек показывает звезда T22; за десять лет наблюдений у этой звезды были зарегистрированы три мощные вспышки (с амплитудами $2^m,5$, $4^m,7$ и $9^m,0$ (!) в U-лучах) с интервалами времени в пять лет (рис. 12.13).

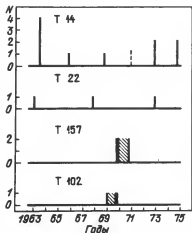


Рис. 12.13. Циклограммы вспышек некоторых звезд в Плеядах. Цикличность появления вспышек составляет: для звезды T14 — примерно 2–2,5 года (с незарегистрированной, вероятно, вспышкой в 1971 г.), для T22 — 5 лет, для T157 и T102 — более 6–7 лет

Иного рода цикличность во вспышечной активности показывают звезды Т 157 = НП 2144 и Т 102. В течение долгих лет, начиная с 1963 г., у этих звезд не было обнаружено ни одной вспышки. И вот за промежуток времени менее одного года у каждой из этих звезд регистрируется по 4 — 5 вспышек. Затем опять наступает затишье, вспышки исчезли совсем (имеются в виду, конечно, вспышки с амплитудами больше $0^m,7$ в U -лучах). Очевидно, период повторяемости, если он реально существует, вспышечной активности у этих звезд должен быть больше 6—7 лет (рис. 12.13).

Установление периода вспышечной активности является довольно сложным; существует много причин, мешающих проведению непрерывных и вполне однородных наблюдений в течение долгих лет над одной и той же звездой. Поэтому общее число звезд, у которых период вспышечной активности реально существует, должно быть гораздо больше, чем это следует из рассмотренных выше примеров.

Существование периодичности во вспышечной активности следует интерпретировать как явное свидетельство того, что в этих случаях мы имеем дело с двойными системами. Само явление при этом имеет прямое отношение к тому, что было описано в § 7 гл. 4. Генератором вспышки является сама двойная система с четким разделением "обязанностей" каждого из компонентов на данном акте вспышки, а именно: одна звезда является поставщиком электронов, а вторая — инфракрасных фотонов. Во время другой вспышки компоненты системы могут поменяться ролями. Важно следующее: в двойных системах эффективность превращения кинетической энергии быстрых электронов в оптическое излучение достигает максимальной величины n , что очень важно, именно на определенной фазе системы (по отношению к наблюдателю). В этом заключается причина появления периодичности в рассматриваемом явлении. В зависимости от структуры самой двойной системы период максимумов (или минимумов) вспышечной активности может составить от нескольких лет до десятка и более лет.

17. Зависимость мощности оптической вспышки от светимости звезды

Пусть вспыхивающая звезда является одновременно переменной. Тогда при одном и том же абсолютном количестве выделяемой при вспышке энергии амплитуда повышения блеска будет больше, когда звезда находится вблизи минимума блеска, и наоборот. Но не исключено, что само абсолютное количество выносимой при вспышке энергии также будет меняться в том или ином направлении, в зависимости от абсолютной светимости звезды. Ответить на этот вопрос можно при наличии данных о мощности вспышки, т.е. о средней амплитуде вспышки одной и той же звезды при разном блеске.

Такими данными, к сожалению, мы не располагаем. Но можно постараться получить ответ на поставленный вопрос, воспользовавшись тем, что все вспыхивающие звезды в данном агрегате находятся на одинаковом расстоянии от нас, а следовательно, можно рассмотреть всю совокупность этих звезд с разными абсолютными светимостями или разным

состоянием одной условной вспыхивающей звезды с переменной абсолютной светимостью.

Рассмотрим сперва зависимость средних амплитуд вспышек $\overline{\Delta U}$ от видимой величины звезды U для всей совокупности зарегистрированных вспышек в данном агрегате. Такое сопоставление сделано в отношении агрегатов Орион, Плеяды и NGC 7000 на основе имеющихся до 1976 г. данных о вспышках в них [75]. Результаты представлены в табл. 12.9, а в графической форме — на рис. 12.14. Здесь нужно оговорить то, что наклоны приведенных на этом рисунке кривых в сторону $U \geq 17^m,5$ подвержены селекцион наблюдений, обусловленной пределом обнаружения звезд телескопом обсерватории Тонантинтла. Но нас интересуют не сами наклоны, а их разница, поэтому при допущении, что ука-

Таблица 12.9. Зависимость средней амплитуды вспышек $\overline{\Delta U}$ от видимой величины звезды U для вспыхивающих звезд в Орионе, Плеядах и NGC 7000. N — полное число звезд (вспышек)

Агрегат	U			
	$14 - 15^m$	$15 - 16^m$	$16 - 17^m$	$17 - 18^m$
Орион	$1^m,21$	$1^m,48$	$1^m,81$	$2^m,10$
Плеяды	1,47	1,36	1,29	1,85
NGC 7000	—	—	1,79	1,89

Таблица 12.9 (окончание)

Агрегат	U				N
	$18 - 19^m$	$19 - 20^m$	$20 - 21^m$	$21 - 22^m$	
Орион	$2^m,79$	$3^m,64$	$5^m,2$	—	133
Плеяды	3,04	4,27	5,2	—	259
NGC 7000	2,65	3,95	4,9	6,8	62

Таблица 12.10. Зависимость средней амплитуды $\overline{\Delta U}$ от видимой величины U для вспыхивающих звезд в Орионе и Плеядах.

Использованы только звезды с $U < 19^m$ и вспышки с амплитудой $\Delta U > 1^m,5$. В скобках указано число звезд

Агрегат	U				
	$14 - 15^m$	$15 - 16^m$	$16 - 17^m$	$17 - 18^m$	$18 - 19^m$
Орион	$1^m,65$ (2)	$1^m,87$ (6)	$1^m,92$ (6)	$2^m,14$ (15)	$2^m,71$ (41)
Плеяды	1,70 (4)	2,40 (3)	2,51 (10)	2,23 (21)	3,18 (37)

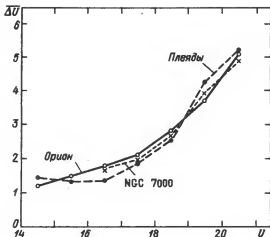


Рис. 12.14. Зависимость средней амплитуды вспышек $\overline{\Delta U}$ от видимой величины U для всей совокупности вспышек в агрегатах Орион, Плеяды и NGC 7000

заявляемая селекция одинакова для этих агрегатов, мы приходим к выводу, что до $U = 20^m,5$ нет разницы между наклонами их "средних" линий.

Можно, однако, избавиться от отмеченной селекции, ограничиваясь рассмотрением звезд ярче 19^m и амплитуд вспышек больше $1^m,5$. Результаты для Ориона и Плеяд представлены в табл. 12.10 и на рис. 12.15. Из этого рисунка можно сделать следующие выводы.

а) Средний наклон зависимости $\overline{\Delta U}$ от U одинаков в обоих случаях — Ориона и Плеяд — в рассмотренном интервале U .

б) Средняя амплитуда $\overline{\Delta U}$ или средняя мощность вспышки (в максимуме) увеличивается сначала медленно, потом быстрее в сторону звезд с меньшей абсолютной светимостью (поскольку $M_U = U + \text{const}$). Иначе говоря, удельное энерговыделение в форме вспышки больше у абсолютно слабых звезд и меньше у ярких. Качественно это совпадает с тем, что мы имели в случае звезд типа UVCet (см. рис. 6.29). Существование зависимости типа $\overline{\Delta U} = U + \text{const}$ выражает тот простой факт, что при одном и том же количестве энергии вспышки ΔE амплитуда вспышек должна расти в сторону звезд малой светимости.

Впрочем, мы можем найти зависимость средней мощности вспышки в максимуме $I_f(U)$ в зависимости от M_U в количественном виде с помощью следующего очевидного соотношения:

$$I_f(U) \sim 10^{-0,4M_U} (10^{0,4\overline{\Delta U}} - 1), \quad (12.16)$$

где значения $\overline{\Delta U}$ берутся из табл. 12.10 для каждого интервала $U \pm 0^m,5$ в отдельности, а $M_U = U - 8^m,5$ для Ориона ($r = 470$ пс) и $M_U = U - 5^m,5$ для Плеяд ($r = 125$ пс). При вычислениях принято $U = 14^m,5, \dots, 18^m,5$ для соответствующих интервалов.

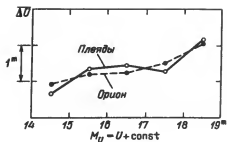


Рис. 12.15. Зависимость средней амплитуды вспышек $\overline{\Delta U}$ от видимой величины U для вспыхивающих звезд в Орионе и Плеядах. Учтены только звезды с $U < 19^m$ и вспышки с амплитудой $\Delta U > 1,5$

Результаты вычислений для Ориона и Плеяд приведены в табл. 12.11, где даны зависимости относительных величин $I_f(U)$ от M_U (при этом $I_f(U) = 1$ при $M_U = 9$). Для большей наглядности эта зависимость представлена графически на рис. 12.16, при этом по абсциссе снизу отложена шкала абсолютной светимости в U -лучах M_U , а сверху — шкала в V -лучах M_V , с учетом зависимости показателя цвета $U - B$ от абсолютной светимости [27].

Как следует из приведенных результатов, средняя $I_f(U)$ энергия, освобожденная во время одной вспышки в U -лучах, вполне однозначно увеличивается с увеличением абсолютной светимости звезды. Результат получается совершенно такой же, что и в случае звезд типа UV Cet (см. рис. 6.29). Более того, зависимость $\lg [I_f(U)]$ от M_U (или M_V) для вспыхивающих звезд в агрегатах и в диапазоне абсолютной светимости от $M_U \sim 13^m$ до $M_U \sim 6^m$ (или от $M_V \sim 10^m$ до $M_V \sim 5^m$) имеет также прямолинейную форму, что и в случае звезд типа UV Cet. С целью сопоставления градиентов $d[\lg I_f(U)]/dM_V$ между собой для этих групп вспыхивающих звезд часть графика на рис. 6.29 воспроизведена на рис. 12.16 (штриховая линия) с совмещением их на $M_V = 8^m.5$ — предельная точка (YY Gem) на рис. 6.29 — со стороны больших светимостей.

Судя по рис. 12.16, наклон кривой для звезд типа UV Cet слегка отличается от наклона кривой для вспыхивающих звезд в агрегатах. Одна-

Таблица 12.11. Средняя энергия $I_f(U)$, освобождаемая в U -лучах во время одной вспышки звезды в Орионе и в Плеядах, в зависимости от абсолютной светимости звезды M_U .
Принято $I_f(U) = 1$ при $M(U) = 9^m$

U	Орион		Плеяды	
	M_U	$I_f(U)$	M_U	$I_f(U)$
14–15 ^m	6 ^m	9,4	9 ^m	1,8
15–16	7	4,8	10	0,86
16–17	8	2,0	11	0,38
17–18	9	1	12	0,126
18–19	10	0,72	13	0,117

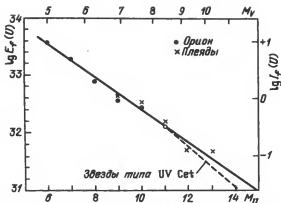


Рис. 12.16. Зависимость средней энергетической мощности одной вспышки в U -лучах $E_f(U)$ (эрг) от абсолютной светимости звезды M_U (или M_V) для вспыхивающих звезд Ориона (кружки) и Плеяд (крестики), нормированная на $M_U = 9^m$ (шкала относительной мощности вспышки $I_f(U)$ справа). Штриховая линия — часть указанной зависимости, взятая с рис. 6.29 для звезд типа UV Cet (кружок на $M_V \approx 8,4$ соответствует положению YY Gem)

ко мы не уверены в реальности этого расхождения и поэтому можем утверждать, что зависимость $I_f(U)$ от M_U в огромном диапазоне абсолютных светимостей звезды M_V — от 17^m (рис. 6.29) до 5^m (рис. 12.16), охватывающем как звезды типа UV Cet, так и вспыхивающие, связанные с агрегатами, представляется единым законом. Это еще одно доказательство полной идентичности обеих категорий вспыхивающих звезд с точки зрения одинаковости механизма генерации вспышек в них.

График зависимости $E_f(U)$ от M_V в случае звезд типа UV Cet (рис. 6.29) был построен в абсолютных единицах. Представляет интерес вопрос о том, при каких условиях от графика зависимости $I_f(U) \sim M_V$ можно перейти к графику зависимости *средней полной энергии* $E_f(U)$ вспышки в абсолютных единицах для случая вспыхивающих звезд в агрегатах. Имеем по определению

$$E_f(U) = I_*(U) P(\overline{\Delta U}), \quad (12.17)$$

где $I_*(U)$ — лученспускание звезды в U -лучах в нормальных, т.е. вне вспышек условиях, а $P(\overline{\Delta U})$ — “эквивалентное время” вспышки.

Для последней точки слева на рис. 6.29, соответствующей $M_V \approx 8,4$, имеем для YY Gem: $E_f(U) \approx 1,5 \cdot 10^{32}$ эрг и $I_f(U) = 1,61 \cdot 10^{30}$ эрг \cdot с $^{-1}$ (табл. 6.8). С этими данными найдем из (12.17): $P(\overline{\Delta U}) \approx 100$ с, т.е. величину того же порядка, что мы имели для звезд типа UV Cet [52]. Это совпадение, по-видимому, случайное, ибо наблюдения вспышек звезд типа UV Cet и тех, которые находятся в агрегатах, обычно ведутся совершенно разными методами (фотоэлектрическим и фотографическим) и с существенно разными временными разрешениями.

На рис. 12.16 по ординате слева проведена шкала $E_f(U)$ в абсолютных энергетических единицах. Сочетая это с рис. 6.29, можно составить определенное представление о реальном диапазоне энергий $E_f(U)$, освобождаемой в среднем во время одной вспышки для всех категорий вспыхивающих звезд: эта энергия (в U -лучах) находится в пределах от $\sim 6 \cdot 10^{28}$ эрг (CN Leo) до $4 \cdot 10^{33}$ эрг (самые яркие по абсолютной светимости звезды в Ороне).

Вернемся, однако, к рис. 12.15. То обстоятельство, что наклоны зависимости $\Delta U \sim U + \text{const}$ оказались одинаковыми в обоих случаях — Орона и Плеяд, возрасты которых отличаются друг от друга более чем на порядок, делает беспочвенными всякие попытки использования зависимости подобного рода для определения возраста агрегата, даже в случае, если ΔU заменяется на ΔU_{\max} [75].

18. Средняя энергетическая мощность вспышек

Для понимания общей энергетики вспышек звезд, связанных с агрегатами, особый интерес представляют следующие два вопроса:

а) Каков преобладающий вид потерн энергии звездой — слабые, но очень частые вспышки, или мощные, но крайне редкие?

б) Какова средняя энергетическая мощность одной вспышки в данном агрегате?

Энергетическая мощность одной вспышки определяется полным количеством быстрых электронов N_e , появляющихся во время вспышки. Но N_e определяет в свою очередь величину τ — оптической толщи среды для процессов томсоновского рассеяния. Поэтому в качестве мерила мощности вспышки целесообразно использовать, как было сделано раньше, величину τ .

Остановимся сначала на первом вопросе. При слабых вспышках τ мало, при сильных — велико. Но относительное число слабых вспышек гораздо выше сильных. Очевидно, величина $\tau_*(\Delta U)$, даваемая соотношением

$$\tau_*(\Delta U) = \tau(\Delta U)F(\Delta U), \quad (12.18)$$

где $F(\Delta U)$ — функция распределения вспышек по амплитудам, может характеризовать удельную мощность вспышки при данной амплитуде. Задача заключается в том, чтобы найти, при каких ΔU функция $\tau_*(\Delta U)$ достигает своего наибольшего значения.

Числовые значения функции $F(\Delta U)$ для звезд типа UV Cet представлены в табл. 1.8. Там же приведены значения $F(\Delta U)$ для вспыхивающих звезд Орона и Плеяд, причем учтены только вспыхивающие звезды ярче $17^m,5$ (в фотографических лучах). Числовые значения $\tau(\Delta U)$ взяты для случая гауссова распределения быстрых электронов и при заданной ΔU . Найденные на основе этих данных и с помощью (12.18) числовые величины $\tau_*(\Delta U)$ для вспыхивающих звезд Орона и Плеяд, а также для четырех звезд типа UV Cet и звезды III 2411 представлены в табл. 12.12.

Как видим, функция $\tau_*(\Delta U)$ достигает максимума при $\Delta U \approx 3^m,5$ в случае Орона, Плеяд и UV Cet и при $\Delta U \approx 2^m,5$ — в случае остальных звезд. Заметно также, что чем абсолютно ярче звезда, тем более пологий вид имеет функция $\tau_*(\Delta U)$.

Т а б л и ц а 12.12. Зависимость удельной мощности вспышки τ (ΔU_*) от амплитуды вспышки для вспыхивающих звезд в агрегатах и типа UV Cet

ΔU	0 – 1	1 – 2	2 – 3	3 – 4	4 – 5	5 – 6
Орион	0,00002	0,00015	0,00051	0,00056	0,00012	0,00010
Плеяды	0,00004	0,00017	0,00027	0,00030	0,00018	0,00015
UV Cet	0,00005	0,00017	0,00016	0,00022	0,00010	0,00008
CN Leo	0,00003	0,00021	0,00037	0,00024	0,00006	—
YZ CMi	0,00007	0,00010	0,00011	0,00004	0,00006	—
AD Leo	0,00007	0,00008	0,00016	—	0,00006	—
HII 2411	0,00007	0,00008	0,00010	0,00008	—	—

Приведенные в табл. 12.12 данные носят оценочный характер, они могут быть уточнены. Но создается впечатление, что вспыхивающие звезды теряют энергию — в виде кинетической энергии быстрых электронов — преимущественно в результате средних и сильных вспышек — с амплитудой до $\Delta U \sim 4^m$. Слабые, но очень частые вспышки не играют существенной роли.

Перейдем ко второму вопросу — к вопросу о средней мощности вспышки $\bar{\tau}$. Очевидно имеем для $\bar{\tau}$

$$\bar{\tau} = \frac{\sum \tau_* (\Delta U)}{\Delta U} \quad (12.19)$$

Для вспыхивающих звезд типа UV Cet числовые значения $\bar{\tau}$ были найдены раньше (табл. 6.8). Для Ориона и Плеяд величины $\bar{\tau}$ найдем простым суммированием первых двух строчек табл. 12.12. В результате найдем

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= 0,0015 \quad \text{для Ориона,} \\ \bar{\tau} &= 0,0011 \quad \text{для Плеяд,} \end{aligned}$$

т.е. средняя мощность вспышки $\bar{\tau}$ для обеих групп вспыхивающих звезд — Ориона и Плеяд — почти одинакова. Вместе с тем эта мощность того же порядка, что и в случае UV Cet и CN Leo, но в несколько раз больше, чем у звезд YZ CMi и AD Leo ($\bar{\tau} \sim 0,0004$). По-видимому, это различие вызвано селекцией наблюдательного материала; ведь вспышки с амплитудами меньше $0,6 - 0^m,7$ в агрегатах остаются вне регистрации.

19. Нагрев и расширение межзвездного вещества в агрегатах

Полное число вспыхивающих звезд в Орионе, согласно сделанной выше оценке, должно быть порядка 1000. Если вспышка вызвана выбросом быстрых электронов, то за 10^6 лет только вспыхивающими звездами будет освобождено огромное количество энергии, которая так или иначе будет передана межзвездной материи. Это может привести к нагреву и расширению межзвездной материи агрегата. Кстати, возможность нагрева межзвездной материи частицами высокой энергии рассматривается в теоретическом плане довольно часто [28, 29].

Менон [30] путем детального исследования области Ориона в линии монокролического излучения водорода (21 см) установил факт радиаль-

ного расширения огромной массы ($M = 58000 M_{\odot}$) в Орионе со скоростью $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Возникает вопрос: не вызвано ли это расширение нагревом межзвездной материи быстрыми электронами, выброшенными вспыхивающими звездами?

При частоте n вспышек в год на одну звезду полная энергия E_0 , освобождения N вспыхивающими звездами за t лет в виде кинетической энергии быстрых электронов, будет

$$E_0 = PNnt \text{ эрг}, \quad (12.20)$$

где P — полная энергия быстрых электронов, освобожденная звездой при одной вспышке, даваемая (6.6). Учитывая это, найдем для $\bar{\tau}$:

$$\bar{\tau} = \frac{E_0 \sigma_s}{4\pi R^2 \varepsilon Nnt}, \quad (12.21)$$

где ε — энергия одного электрона ($\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ эВ}$), R — радиус звезды (вернее, оболочки из быстрых электронов).

Оценивая кинетическую энергию межзвездной материи в Орионе, находящейся в состоянии расширения, Менон получил значение $E_0 = 5,8 \cdot 10^4 \text{ эрг}$. Приняв также $N = 1000$, $n = 300$ вспышек за год, $t = 2 \cdot 10^6$ лет, $R \approx 10^{11} \text{ см}$, найдем из (12.21) для средней мощности одной вспышки

$$\bar{\tau} \approx 0,002.$$

Это тот же порядок величины, что мы имели выше для Ориона. Но для такого значения $\bar{\tau}$ принятую выше величину для частоты вспышек n следует считать завышенной. Вместе с тем следует иметь в виду, что в наших рассуждениях не была учтена роль звезд с эмиссионными линиями, которые также являются поставщиками быстрых электронов. По-видимому, этот перечень факторов, приводящих в одних случаях к повышению значения $\bar{\tau}$, в других — к понижению, можно продолжить. Уязвимым местом в проведенном анализе следует считать обилие параметров в формуле (12.21), не поддающихся оценке или определению из наблюдений с достаточной уверенностью.

Несмотря на указанный недостаток, предположение о том, что быстрые электроны могут быть причиной нагрева и расширения диффузного межзвездного вещества в Орионе, представляется достаточно правдоподобным.

20. О природе "медленных" вспышек

У некоторых вспыхивающих звезд в Орионе (§ 2) были зафиксированы так называемые "медленные" вспышки, характеризующиеся тем, что у них рост блеска звезды от ее спокойного состояния до максимума вспышки происходит не так быстро, как у обычных вспыхивающих звезд, а продолжается довольно долго — более 30 — 45 минут и дольше [5, 39, 65]. Если к тому же амплитуда вспышки очень большая — до $7 - 8^m$ в U -лучах, то в таких случаях спад блеска после максимума происходит также долго — до 8—10 часов и больше.

Аро полагает, что звезды, испытывающие "медленную" вспышку, — это особая разновидность вспыхивающих звезд, встречающаяся только в очень молодых агрегатах. А интерпретация, данная этому явлению, предпо-

лагает выделение внутризвездной энергии в подфотосферных слоях звезды [48].

Остановимся сперва на фактах, являющихся наиболее характерными для "медленных" вспышек.

1. По состоянию до 1976 г. "медленные" вспышки были зарегистрированы всего у 7 звезд из 325 известных в то время вспыхивающих звезд в Орионе. Эти звезды суть: TT 66, 92, 149, 153, 177, 229 и 239. Отсюда следует, что "медленные" вспышки встречаются довольно редко — одна вспышка на 40—50 вспыхивающих звезд. Частота их появления еще меньше, когда сравнение проводится с общим количеством актов вспышек (464) всех вспыхивающих звезд в Орионе, а именно, одна "медленная" вспышка примерно на 70 обычных.

2. Установлено, что одна и та же звезда может испытать как "медленные", так и "быстрые" вспышки, когда рост блеска до максимума происходит в течение минут или даже секунд. Такими являются по крайней мере три из упомянутых семи звезд: TT 66, 149 и 153.

3. "Медленный" характер вспышки не зависит от ее амплитуды.

4. Как в случае "медленных", так и "быстрых" вспышек не наблюдается каких-либо колебаний блеска звезды в ближних инфракрасных лучах ($\sim 8400 \text{ \AA}$).

5. В Плеядах, несмотря на большое количество наблюдений за вспыхивающими звездами, долгое время не были обнаружены "медленные" вспышки. Аро [5] пытался объяснить это обстоятельство тем, что "медленные" вспышки должны быть присущи только молодым агрегатам, а Плеяды — немолодая система. Однако впоследствии "медленные" вспышки в Плеядах все-таки были открыты [65], хотя они там не так часты, как в Орионе (§ 3).

Проблема "медленных" вспышек имеет два аспекта. Первый — насколько они реальные, т.е. не вызваны условиями регистрации вспышек. Второй — действительно ли они являются следствием подфотосферного выделения энергии. В первом случае необходимо провести регистрацию "медленных" вспышек с большим временным разрешением, порядка секунды, во втором — необходимо получить спектрограмму в домаксимальном периоде — на восходящей ветви световой кривой "медленной" вспышки.

Нетрудно доказать, что все "медленные" вспышки со временем возгорания порядка 30 минут и меньше нереальны: они суть результаты двух-трех ложных домаксимальных изображений звезды (при ее фотографировании методом "цепочек" с временем экспозиции 10—15 минут). Этим резко уменьшается число вспышек, которые могут быть отнесены к типу "медленных".

Уже неоднократно подчеркивалось, что природа вспышек обеих категорий вспыхивающих звезд — типа UV Cet и в агрегатах — одна и та же. В то же время среди тысячи с лишним регистраций вспышек звезд типа UV Cet случаи "медленных" встречаются исключительно редко. С этим обстоятельством нельзя не считаться.

В одном случае "медленной" вспышки YY Gem, звезды типа UV Cet, Моффетт и Бопп сумели получить синхронную запись спектра с очень высоким временным разрешением (см. рис. 6.9). И вот, оказывается, уже с самого начала повышения блеска звезды происходит усиление бал-

мировских эмиссионных линий, сперва медленно, а чуть позже уже резко. Более того, где-то на полпути подъема блеска появляется такая трудновозбудимая линия, как 4026 HeI.

Эти наблюдения говорят о многом. Для усиления эмиссионных линий, т.е. для ужесточения ионизации в атмосфере (хромосфере) звезды, необходимо иметь ионизирующее излучение. Совершенно ясно, что это ионизирующее излучение не может вырваться наружу и достичь хромосферы, если его освобождение происходит в подфотосферных слоях — оно будет поглощено тут же, в фотосфере. Стало быть, во время этой "медленной" вспышки ионизирующее излучение возникает вдали от фотосферы.

Звезда HII 2411 в Гнадах вспыхивает довольно часто, и, похоже, между вспышками она находится в состоянии, напоминающем медленную и даже сверхмедленную вспышку. И вот Родоно, ведя запись такой "медленной" вспышки с очень высоким временным разрешением (меньше 1 секунды), обнаруживает высокочастотную вспышку (см. гл. 11) — одна вспышка за ~ 10 с. Очевидно, такое малое характерное время для выделения энергии трудно совместить с представлением о том, что освобождение энергии в рассматриваемом случае, своего рода сверхмедленной вспышке, происходит в подфотосферных слоях.

Таким образом, имеющиеся данные не подтверждают точки зрения о том, что медленные вспышки представляют собой физически самостоятельный класс и вызваны подфотосферным выделением энергии. Первопричина, сам физический процесс, приводящий к феномену вспышки вообще, одна и та же как в случае быстрых, так и медленных вспышек, разница между ними только в динамике, в большом диапазоне времени возгорания — от нескольких секунд до нескольких десятков минут. В случае же еще больших продолжительностей времени возгорания выходом из положения может быть следующая (странным образом до сих пор не рассмотренная) возможность: мощная и резкая вспышка, которая, однако, происходит на обратной стороне звезды. В этом случае начальная часть световой кривой — быстрый подъем блеска — будет закраивана самой звездой, но потом, с развитием и распространением вспышки сверх размеров звезды, вспышка станет обнаруживаемой и с передней стороны, со стороны наблюдателя, но уже в виде медленной вспышки.

Означает ли все это, что нужно отказаться от гипотезы подфотосферного выделения тепловой энергии? Вовсе нет. Просто надо продолжать поиски с тем, чтобы точнее установить круг объектов, аномальности в свечении которых нельзя объяснить иначе, как подфотосферным выделением энергии. К ним относятся скорее всего некоторые разновидности звезд типа Т Тельца.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПЕКУЛЯРНЫЕ ОБЪЕКТЫ

1. Постановка проблемы

Большие инфракрасные эксцессы и, в особенности, очень высокие интегральные светимости звезд типа Т Тельца свидетельствуют о том, что эти звезды должны быть окружены плотными облаками, состоящими, помимо газа, также из нагретых пылевых частиц. Несомненно также, что источник энергии нагрева частиц хотя и связан с центральной звездой, однако не имеет фотонной природы; энергия нагрева берется скорее всего за счет кинетической энергии корпускулярного потока — быстрых электронов, появляющихся во внешних областях звезды, выше ее атмосферы.

Тот факт, что в ограниченном объеме пространства могут одновременно присутствовать, с одной стороны, частицы пыли и, с другой, заряженные частицы высокой энергии, делает весьма вероятной генерацию так называемого *переходного излучения* в результате электродинамического взаимодействия частиц между собой. В связи с этим возникает задача: оценить роль переходного излучения в общем балансе лучеиспускания звезд типа Т Тельца и подобных им пекулярных объектов; выявить свойства этого излучения; определить степень его влияния при формировании спектра этих объектов и т.д.

Пылевое вещество является постоянным компонентом многих галактических и внегалактических объектов — межзвездной среды, ядра Галактики, ядер сейфертовских галактик, кометарных туманностей, объектов Хербига—Аро, туманностей типа Барнарда 10 (у которых обнаружено сильное нарушение соотношения Хаббла), остатков сверхновых, диффузных и, возможно, планетарных туманностей, крошечных пылевых туманностей или газо-пылевых облаков, часто переменных и связанных с нестационарными звездами, фуоров и т.д. Вместе с тем имеются и прямые, и косвенные данные о том, что в перечисленных объектах могут присутствовать постоянно или эпизодически также высокоэнергетические заряженные частицы — космические лучи, релятивистские или быстрые электроны и т.д. Взаимодействие таких электронов с частицами пыли и может привести к возникновению переходного излучения в этих объектах.

Свечение — в оптических и ультрафиолетовых лучах, в рентгеновском и радиодиапазонах, в эмиссионных линиях и т.д. — у перечисленных объектов часто носит аномальный характер, и его порою невозможно объяснить в рамках существующих представлений, связанных с тепловыми и нетепловыми процессами. Это обстоятельство позволяет оставить некоторое место для возможной роли переходного излучения в качестве выхода из положения.

Значение поставленной задачи далеко не ограничивается звездами типа Т Тельца и носит более общий характер. Поэтому мы начнем с изложения

основных свойств переходного излучения, попутно "приспособив" его к астрофизической "среде", и только после этого перейдем к его применению в отношении конкретных объектов, прежде всего звезд типа Т Тельца.

Сущность переходного излучения заключается в следующем. При переходе заряженной частицы из одной среды в другую или, говоря языком электродинамики, при пересечении границы раздела между средами с различными диэлектрическими свойствами происходит деформация или перестройка создаваемого частицей (электроном) электромагнитного поля, в результате чего часть этого поля "отрывается" от частицы в виде излучения.

Рассматривая вакуум и пылевую частицу как две разные среды, следует ожидать импульсивное появление переходного излучения дважды при одном акте прохождения заряженной частицы — электрона через частицу пыли; первый раз — в момент перехода электрона из вакуума в частицу, размеры которой превышают некоторую критическую величину, второй — в момент его выхода из нее в вакуум. Именно по такой схеме были сделаны первые попытки применения теории переходного излучения в астрофизике [1–8]. И хотя при каждом из таких актов взаимодействия выделяется, как мы увидим дальше, крайне малое количество энергии, общее число самих взаимодействий — встреч электронов с частицами пыли — очень велико.

Одно из примечательных свойств переходного излучения: оно может возникать при взаимодействии с пылевыми частицами не только релятивистских, но и нерелятивистских электронов. В последнем случае нижний предел энергии электрона определяется условием его проникновения в частицу до некоторой глубины. Практически это соответствует энергии электрона порядка и выше нескольких кэВ. Это обстоятельство сильно расширяет область применения переходного излучения в астрофизике, где обычно принято иметь дело с релятивистскими и ультрарелятивистскими электронами. Говоря образно, переходное излучение может возбуждаться электронами, явно "непригодными" для генерации, например, синхротронного излучения.

Однако по своему характеру переходное излучение, вызванное нерелятивистскими электронами, отличается от излучения, индуцированного релятивистскими электронами. Например, в первом случае переходное излучение может быть направлено как в сторону движения электрона, так и обратно. В случае же релятивистских электронов излучение почти целиком направлено в сторону движения электрона и сосредоточено в пределах угла $\theta \approx mc^2/E$, как в случае синхротронного излучения.

В последующих разделах настоящей главы будут рассмотрены основные положения теории переходного излучения и ее применения в астрофизике. Будет показано, в частности, что переходное излучение может иметь определенное отношение к объектам, богатым пылевыми частицами и содержащим быстрые электроны: пекулярным туманностям, звездам типа Т Тельца, флуорам, объектам Хербига—Аро. Оно может быть важным источником ионизирующего излучения и средством возбуждения эмиссионных линий у этих нестационарных объектов. При этом предсказывается возможность выделения сравнительно мощного излучения "переходного" происхождения в области длин волн 1000 — 3000 Å у звезд типа Т Тельца. Эти же звезды должны быть источниками космического рентгеновского

излучения. Концепция переходного излучения может объяснить некоторые особенности и, в частности, аномально низкую степень ионизации в объектах Хербига—Аро.

Важное значение может иметь в дальнейшем для понимания природы этих объектов "эффект накопления", заключающийся в том, что генерирующие переходное излучение быстрые электроны в определенных случаях могут быть удержаны магнитными полями ("магнитной ловушкой") газо-пылевых оболочек или облаков, обеспечив тем самым запас нефотонной энергии, вне пределов фотосферы звезды, достаточно большой, чтобы вызвать более или менее стабильное их свечение в течение долгого времени. Идея "магнитной ловушки" представляется особенно перспективной для флуоров.

2. Основные положения теории переходного излучения

Переходное излучение заряженной частицей было предсказано теоретически В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком в 1946 г. [9]. Им же была дана первая количественная трактовка этого явления. В дальнейшем появляется обширная литература, посвященная различным аспектам теории переходного излучения, а также его экспериментальному исследованию. Однако только для некоторых частных случаев теория была доведена до конца, в смысле представления окончательных результатов в виде удобных для астрофизического применения соотношений [10, 11, 12]. Нас же интересуют свойства этого излучения и прежде всего его спектральное распределение во всем диапазоне длин волн — от оптического до далекого ультрафиолета и рентгеновских лучей, а также при всех значениях энергии электронов — от нерелятивистских до ультрарелятивистских. Поэтому наш анализ мы начнем с приведения нужных для дальнейшего изложения соотношений.

Теория дает следующее весьма общее выражение для потери энергии $J_{\omega}(\eta)$ в виде переходного излучения в зависимости от круговой частоты ω и направления θ при переходе электрона из вакуума в частицу или наоборот:

$$J_{\omega}(\eta)d\omega d\Omega = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c} \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\beta^2\eta^2)} \times \\ \times \frac{(\epsilon_1 - 1)(1 - \beta^2 \mp \sqrt{\epsilon - 1 + \eta^2})}{(\epsilon\eta - \sqrt{\epsilon - 1 + \eta^2})(1 \mp \beta\sqrt{\epsilon - 1 + \eta^2})} d\omega d\Omega, \quad (13.1)$$

где $\eta = \cos \theta$, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, $\beta = v/c$, v — скорость электрона, $\epsilon = \epsilon(\omega)$ — диэлектрическая постоянная частицы пыли. Знак минус в (13.1) соответствует направленному вперед — в сторону движения электрона — излучению, знак плюс — направленному назад излучению.

В общем случае диэлектрическая постоянная, помимо зависимости от частоты излучения, есть величина комплексная и представляется в следующем виде:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega), \quad (13.2)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 суть действительная и мнимая составляющие диэлектрической постоянной. Их величины в зависимости от частоты обычно определяются

путем непосредственных измерений для того или иного вещества или элемента. При этом как ϵ_1 , так и ϵ_2 могут иметь положительный или отрицательный знаки в том или ином участке интересующего нас диапазона частот.

Обычно найденные опытным путем кривые функций $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ имеют довольно сложный вид и не могут быть представлены простой зависимостью от ω .

Однако в определенных случаях можно исходить, для удобства, из некоей модели пылевых частиц, для которых указанные функции могут быть представлены в виде

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (13.3)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{1}{\omega \tau} \frac{\omega_0^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (13.4)$$

где τ — время релаксации электрона в среде атомов частицы пыли, ω_0 — плазменная частота; она зависит только от заряда e и массы m_e электрона и концентрации частиц N .

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi N e^2}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (13.5)$$

Подставив (13.1) в (13.2) и произведя необходимые преобразования, найдем искомое выражение для количества энергии переходного излучения $J_\omega(\eta)$ как функции частоты ω и направления θ , а также при любых значениях безразмерной энергии электрона $\gamma = E/mc^2 = (1 - \beta)^{-1/2}$.

В самом общем случае $J_\omega(\eta)$ может быть представлено в следующем виде:

$$J_\omega(\eta) = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \frac{\eta^2 (1 - \eta^2)}{(1 - \beta^2 \eta^2)^2} P_\omega(\eta), \quad (13.6)$$

где функция $P_\omega(\eta)$ зависит от знаков ϵ_1 и ϵ_2 , а также от условия $\epsilon_1 \gtrless 1 - \eta^2$.

Возможны следующие комбинации.

I. $\epsilon_1 < 0$, $\epsilon_2 > 0$. Для большинства веществ это соответствует, как правило, оптическому диапазону (т.е. $\tau \omega \ll 1$ в (13.3)). В этом случае имеем [8]

$$P_\omega(\eta) = \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{1 \mp 2\beta \Phi \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2} \times \\ \times \frac{(1 - \beta^2)^2 \mp 2\beta(1 - \beta^2) \Phi \sin \varphi + \beta^2 \Phi^2}{\eta^2 (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\eta \Phi (\epsilon_1 \sin \varphi + \epsilon_2 \cos \varphi)}. \quad (13.7)$$

Это выражение справедливо при всех значениях $1 - \eta^2$.

II. $\epsilon_1 > 0$, $\epsilon_2 > 0$. Это соответствует обычно области ультрафиолетовых и рентгеновских лучей ($\tau \omega \gg 1$ в (13.3)). В этом случае задача имеет два решения в зависимости от величины $1 - \eta^2$ по сравнению с ϵ_1 .

В случае, когда $\epsilon_1 > 1 - \eta^2$, имеем [8]

$$P'_\omega(\eta) = \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{1 \mp 2\beta\Phi \cos \varphi + \beta^2\Phi^2} \times \\ \times \frac{(1 - \beta^2)^2 \mp 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \cos \varphi + \beta^2\Phi^2}{\eta^2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\eta\Phi(\epsilon_1 \cos \varphi - \epsilon_2 \sin \varphi)}. \quad (13.8)$$

В случае же, когда $\epsilon_1 < 1 - \eta^2$, имеем

$$P''_\omega(\eta) = \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{1 \mp 2\beta\Phi \sin \varphi + \beta^2\Phi^2} \times \\ \times \frac{(1 - \beta^2)^2 \mp 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \sin \varphi + \beta^2\Phi^2}{\eta^2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\eta\Phi(\epsilon_2 \sin \varphi - \epsilon_1 \cos \varphi)}. \quad (13.9)$$

III. $\epsilon_1 < 0$, $\epsilon_2 < 0$. Это соответствует обычно металлам. В этом случае имеем [12]

$$P_\omega(\eta) = \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{1 \mp 2\beta\Phi \sin \varphi + \beta^2\Phi^2} \times \\ \times \frac{(1 - \beta^2)^2 \mp 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \sin \varphi + \beta^2\Phi^2}{\eta^2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\eta\Phi(\epsilon_2 \cos \varphi - \epsilon_1 \sin \varphi)}. \quad (13.10)$$

Это выражение аналогично (13.7) и справедливо при всех значениях $1 - \eta^2$.

IV. $\epsilon_1 > 0$, $\epsilon_2 < 0$. Аналогично случаю II, задача опять имеет два решения в зависимости от величины $1 - \eta^2$.

В случае, когда $\epsilon_1 > 1 - \eta^2$, имеем

$$P'_\omega(\eta) = \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 + \epsilon_2^2}{1 \mp 2\beta\Phi \cos \varphi + \beta^2\Phi^2} \times \\ \times \frac{(1 - \beta^2)^2 \mp 2\beta(1 - \beta^2)\Phi \cos \varphi + \beta^2\Phi^2}{\eta^2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) + \Phi^2 + 2\eta\Phi(\epsilon_1 \cos \varphi + \epsilon_2 \sin \varphi)}, \quad (13.11)$$

а в случае $\epsilon_1 < 1 - \eta^2$ функция $P''_\omega(\eta)$ совпадает с $P_\omega(\eta)$, даваемой формулой (13.7).

В приведенных формулах введены обозначения

$$\Phi = [(\epsilon_1 - 1 + \eta^2)^2 + \epsilon_2^2]^{1/4}, \quad (13.12)$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \left| \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 - 1 + \eta^2} \right|. \quad (13.13)$$

При $\epsilon_1 = 1 - \eta^2$ имеем $\epsilon_2 = \Phi^2$ и $\varphi = \pi/4$; в этом случае формулы (13.8) и (13.9), с одной стороны, и (13.11) и (13.7), с другой, попарно совпадают друг с другом.

В случае быстрых электронов, т.е. при $\gamma \sim 3$, излучение практически будет направлено в сторону движения электрона и поэтому для нахождения спектрального распределения переходного излучения достаточно осуществ-

внть ннтегрнрование по "внешней" полусфере, т.е.

$$J_{\omega} d\omega = d\omega \int_{2\pi} J_{\omega}(\eta) d\Omega = 2\pi d\omega \int_0^1 J_{\omega}(\eta) d\eta. \quad (13.14)$$

Используя соотношение (13.6), найдем (в единичном интервале частот)

$$J_{\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 L_{\omega}(\beta), \quad (13.15)$$

где

$$L_{\omega}(\beta) = \int_0^1 \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\eta^2\beta^2)^2} P_{\omega}(\eta) d\eta \quad (13.16)$$

в случае $\epsilon_1 < 0$ и

$$L_{\omega}(\beta) = \int_{\sqrt{1-\epsilon_1^2}}^1 \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\eta^2\beta^2)^2} P_{\omega}''(\eta) d\eta + \int_0^{\sqrt{1-\epsilon_1^2}} \frac{\eta^2(1-\eta^2)}{(1-\eta^2\beta^2)^2} P_{\omega}''(\eta) d\eta \quad (13.17)$$

в случае $\epsilon_1 > 0$, а функции P'_{ω} и P''_{ω} берутся из (13.8) и (13.9) или из (13.11) и (13.7) в зависимости от знака ϵ_2 .

Следует отметить, что все формулы, выведенные выше для J_{ω} (от (13.6) до (13.17)), справедливы для любого вида и любого значения функций $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$, независимо от того найдены ли эти функции опытным путем для того или иного вещества или же они представлены соотношениями типа (13.3) и (13.4).

Наконец, интегрируя (13.15) по всем частотам, найдем для полного количества переходного излучения на один акт взаимодействия

$$J = \frac{2e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^{\infty} L_{\omega}(\beta) d\omega. \quad (13.18)$$

В частном случае, когда электрон релятивистский ($\beta \rightarrow 1$) и $\omega \gg \omega_0$, что обычно соответствует области жесткого ультрафиолета и рентгеновских лучей, имеем $\epsilon_1 = 1 - (\omega_0/\omega)^2$ и $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$. Тогда найдем из (13.15) и (13.18) [10]

$$J_{\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\left(1 + 2 \frac{\omega^2}{\gamma^2 \omega_0^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\gamma^2 \omega_0^2}{\omega^2} \right) - 2 \right], \quad (13.19)$$

$$J = \frac{2e^2}{\pi c} \omega_0 \gamma. \quad (13.20)$$

Формула (13.20), по существу, есть не что иное, как выражение для полной потери энергии электрона в виде переходного излучения; она, оказываясь, пропорциональна γ — первой степени энергии электрона. Напомним, что в случае, например, обратного комптон-эффекта потеря энергии электрона (причем только релятивистского) на один акт столкновения с фотоном пропорциональна γ^2 . Потеря в случае синхротронного излучения также пропорциональна γ^2 (в среднем). Это значит, что при прочих равных усло-

внях переходное излучение является более "долговечным" механизмом свечения среды, чем обратный комптон-эффект.

Что касается абсолютной величины энергин, освобождаемой электроном в виде переходного излучения на один акт пересечения границы вакуум—частица или наоборот, то она очень мала и равна (при $E \sim 1,5$ МэВ, $\omega_0 \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$) $J \approx 10^{-7} \text{ эВ} \approx 0,15 \text{ эВ} = 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ эрг}$, что соответствует 0,05 фотона в оптическом диапазоне ($\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$) или $5 \cdot 10^{-5}$ фотона в рентгеновском ($\lambda \sim 5 \text{ \AA}$).

3. Свойства переходного излучения

Раскрыть основные свойства переходного излучения можно, проанализировав приведенные выше формулы. При сравнительно малых энергиях электрона возникшее переходное излучение будет направлено, оказывается, не только в сторону движения электрона, но и обратно. Далее, с увеличением энергин электрона само излучение приобретает все более направленный характер. В силу этого переходное излучение должно быть поляризованным, что нашло свое подтверждение в многочисленных экспериментах. Степень поляризации больше 10% и быстро растет с увеличением энергии электрона, доходя до 90%, а порою почти до 100% в области выше 50 кэВ. Однако в однородной среде, состоящей из хаотически ориентированных частиц пыли (если они несферические по форме), и при отсутствии предпочтительных направлений в движениях быстрых электронов суммарное от всего объема среды переходное излучение может оказаться и неполяризованным.

Састрофизической точки зрения представляет особый интерес спектральное распределение переходного излучения в оптической и ближней ультрафиолетовой областях.

На рис. 13.1 приведены построенные с помощью формул (13.7), (13.15) и (13.16) кривые спектрального распределения переходного излучения в оптическом диапазоне (3000—6400 \AA) при значениях энергии быстрых электронов от 0,1 до 10 МэВ. При вычислениях принято $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\tau = 10^{-15} \text{ с}$, что соответствует — в упомянутом выше диапазоне длин волн — случаю $\omega_0^2 \tau^2 / (1 + \omega^2 \tau^2) > 1$, а следовательно, $\epsilon_1 < 0$ и $\epsilon_2 > 0$. В рассматриваемом диапазоне длин волн излучательная способность переходного излучения является монотонно меняющейся функцией от длины волны и увеличивается в сторону коротких волн. Это значит, что переходное излучение в оптическом диапазоне должно иметь синий

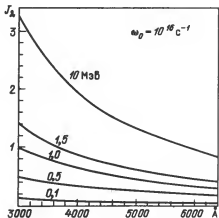


Рис. 13.1. Кривые спектрального распределения переходного излучения в оптическом диапазоне при энергиях электрона от $E = 0,1$ МэВ до $E = 10$ МэВ ($\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\tau = 10^{-15} \text{ с}$)

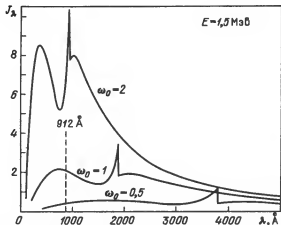


Рис. 13.2. Кривые спектрального распределения переходного излучения при энергиях электронов $E = 1,5$ МэВ и $\tau = 10^{-15}$ с и трех значениях плазменной частоты $\omega_0 = 0,5, 1$ и 2 (в единицах 10^{16} с^{-1}). Кривые рассчитаны: до скачка (с длинноволновой стороны) — с помощью формул (13.15), (13.16) и (13.17) после скачка — (13.15), (13.17), (13.8) и (13.9)

цвет (на этих и последующих рисунках излучательная способность переходного излучения приводится в шкале длин волн и в произвольных единицах).

Как ведет себя переходное излучение в области ультрафиолетовых волн — короче 3000 Å ? Как влияет величина плазменной частоты на характер излучательной способности на разных длинах волн? Рис. 13.2 дает ответ на оба эти вопроса; приведенные на нем кривые рассчитаны для трех значений $\omega_0 = 0,5, 1$ и 2 (в единицах 10^{16} с^{-1}), но при одной и той же энергии электрона $1,5$ МэВ. Скачки на кривых соответствуют длинам волн, где ϵ_1 меняет свой знак, т.е. где $\epsilon(\omega_{кр}) = 0$. Длинноволновые участки кривых, лежащих справа от скачков ($\epsilon_1 < 0$), построены с помощью формул (13.15), (13.16) и (13.7), а коротковолновые ($\epsilon_1 > 0$) — с помощью (13.15), (13.17), (13.8) и (13.9).

Таким образом, спектральное распределение переходного излучения на том или ином участке длин волн может резко меняться в зависимости от диэлектрических свойств вещества. В частности, независимо от величины энергии электрона эти кривые где-то имеют скачки и острые максимумы.

Возможность возникновения скачков и острых максимумов в спектральном распределении переходного излучения подтверждается также результатами расчетов, проведенных в отношении некоторых веществ, присутствие которых в межзвездной среде и отдельных галактических объектах считается наиболее вероятным. Некоторые из этих результатов приведены на рисунках 13.3, 13.4 и 13.5; они относятся к стекловидному (glassy) углероду, графиту и окиси кремния (SiO). При вычислениях были использованы найденные в лабораторных условиях кривые зависимости ϵ_1 и ϵ_2 от ω для этих веществ (подробности см. в [8]).

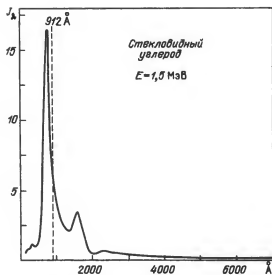


Рис. 13.3. Спектральное распределение переходного излучения стекловидного углерода при его взаимодействии с электроном энергии $E = 1,5 \text{ МэВ}$

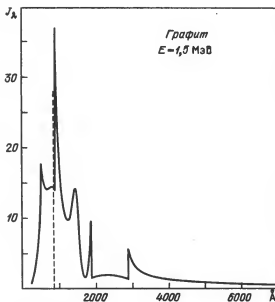


Рис. 13.4. Спектральное распределение переходного излучения графита при $E = 1,5 \text{ МэВ}$

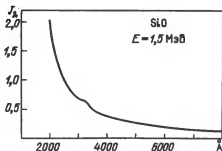


Рис. 13.5. Спектральное распределение переходного излучения SiO при $E = 1,5$ МэВ

Спектральное распределение переходного излучения в перечисленных случаях не претерпевает скачкообразных изменений по крайней мере в оптическом диапазоне ($\lambda > 3000 \text{ Å}$). Возможные скачки лежат в области $\lambda < 3000 \text{ Å}$. В области же ультрафиолетовых волн (от 3000 Å до 1000 Å) структура спектра переходного излучения у разных веществ далеко не однообразна: тут и причудливые изломы в спектре, и скачкообразные изменения, и острые пики и т.д. Путем сравнения коротковолновых спектрограмм того или иного галактического объекта с теорией можно даже попытаться сделать кое-какие заключения о свойствах пылевых частиц в нем при допущении, однако, что его свечение вызвано в основном переходным излучением. Осуществить такое сопоставление проще всего путем привлечения показателей цвета.

Вернемся к формуле (13.19). Существует некая критическая частота $\omega_{кр} = \omega_0 \gamma$, до которой простирается излучение с длинноволновой стороны с очень медленно убывающей излучательной способностью согласно соотношению

$$J_{\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \left(\ln \frac{\omega_{кр}}{\omega} - 1 \right). \quad (13.21)$$

В области же частот $\omega \gg \omega_{кр}$ излучение сильно подавлено и дается формулой

$$J_{\omega} = \frac{e^2}{6\pi c} \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega} \right)^4. \quad (13.22)$$

Из приведенных соотношений следует, что коротковолновая граница излучения находится на частоте $\omega \approx \omega_{кр}$, причем перемещение этой области в сторону очень жестких фотонов происходит пропорционально энергии электрона. В шкале длин волн переходное излучение имеет максимум примерно на $\lambda' = \lambda_{кр} (1 + \lambda_{кр}/2)$, где $\lambda_{кр} = 2\pi c/\omega_{кр}$. Эти рассуждения справедливы до тех пор, пока $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, причем ϵ_1 представлен в виде (13.3.).

4. Эффект "зоны формирования"

При переходе из вакуума в вещественную среду заряженная частица начинает излучать задолго до пересечения геометрической границы раздела и продолжает излучать еще на некоторых расстояниях после пересечения этой границы. Каких-либо четко фиксированных расстояний от этой грани-

цы до "начала" и до "конца" излучения, разумеется, не существует. Однако основной вклад в излучение вносят участки пути заряженной частицы z_v в вакууме и z_m в среде, даваемые соотношениями

$$z_v = \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta \cos \theta} \approx \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta^2} = \frac{c}{\omega} \gamma^2, \quad (13.23)$$

$$z_m = \frac{c}{\omega} \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}. \quad (13.24)$$

Для частот $\omega \gg \omega_0$ и в случае, когда ϵ представлен в виде (13.3), соотношение (13.24) принимает вид

$$z_m = \frac{c}{\omega} \frac{\gamma^2}{1 + 0,5(\omega_0/\omega)^2 \gamma^2}. \quad (13.25)$$

Справедливость этой формулы была доказана экспериментально.

Из приведенных соотношений следует, что переходное излучение будет испускаться в полиом количестве лишь в случае, когда выполняется условие

$$d \gtrsim z, \quad (13.26)$$

т.е. когда размер (диаметр) пылевой частицы равен или больше размеров "зоны формирования". Собственно говоря, все написанные в предыдущих разделах соотношения справедливы при соблюдении этого условия. Если оно не выполняется, процесс генерации переходного излучения будет "расстраиваться", что приведет к уменьшению общего количества выделяемой энергии. В этом и заключается сущность эффекта "зоны формирования".

"Зона формирования" излучения может быть дано и другое определение, а именно: минимальное расстояние, необходимое для достижения электромагнитного поля электрона иновой равновесной конфигурации — когда электрон переходит из среды в вакуум, или же расстояние, откуда начинается "расстройство" равновесной конфигурации — когда электрон из вакуума переходит в среду. Очевидно, чем меньше размер этой зоны, т.е. чем меньше размеры частицы, тем скорее и с тем меньшей потерей энергии будет достигнута равновесная конфигурация. Переходное излучение, безусловно, есть коллективный эффект электронов в материальной среде, поэтому излучательная способность стремится к нулю лишь тогда, когда сами размеры частицы-излучателя стремятся к нулю.

Однако скрупулезный учет влияния "зоны формирования" — такая попытка была сделана в [4] — следует отнести к разряду тонких эффектов. При оценке же роли переходного излучения в астрофизике вполне достаточно установления границы длины волны (λ_{\max}), больше которой переходное излучение не может быть генерировано при данном размере частицы и заданной энергии электронов.

В случае формирования переходного излучения в вакууме имеем из (13.23) и (13.26)

$$\lambda_{\max} = 2\pi \frac{d}{\gamma^2}. \quad (13.27)$$

Таблица 13.1. Максимальная длина волны λ_{\max} переходного излучения, генерируемого электронами энергии E при размерах частицы d

E (МэВ)	λ_{\max} (Å)		E (МэВ)	λ_{\max} (Å)	
	$d = 10^{-5}$ см	$d = 10^{-4}$ см		$d = 10^{-5}$ см	$d = 10^{-4}$ см
0,5	6300	63000	50	0,6	6,3
1,5	700	7000	500	0,006	0,06
5	63	630			

В табл. 13.1 приведены найденные с помощью этого соотношения значения λ_{\max} для ряда значений энергии электрона E и размеров частицы d . Из этих данных можно сделать следующие выводы:

1. При тех размерах частицы, которые мы обычно имеем в межзвездной среде и пекулярных объектах ($d \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ см), переходное излучение в оптическом диапазоне — короче 6000 Å — может быть генерировано только электронами, энергия которых порядка 1–2 МэВ и меньше.

2. Рентгеновское излучение в диапазоне, представляющем астрофизический интерес (1–10 Å), может быть индуцировано переходным механизмом лишь электронами, энергия которых находится в пределах 10–100 МэВ.

3. Ультрарелятивистские электроны с энергией порядка 1 ГэВ и больше могут генерировать переходное излучение только в области гамма-фотонов ($\lambda < 0,01 \text{ Å}$).

4. В принципе инфракрасное излучение (1–10 мкм) также может быть индуцировано переходным механизмом, но при этом энергия электронов должна быть порядка 0,5 МэВ и меньше.

Эти выводы сделаны на основе соотношения (13.27), справедливого при генерации переходного излучения в вакууме. Аналогичное соотношение можно вывести также для случая генерации излучения в среде, т.е. с использованием (13.24). Как показывает анализ, z_m по порядку величины не меньше z_0 и поэтому сделанные выводы сохраняют свою силу и в этом случае.

Переходное излучение в области $\lambda \gtrsim 1000 \text{ Å}$, возникшее на внутренних границах пылевой частицы, будет поглощено уже в пределах самой частицы и не может выйти из нее. Это обстоятельство следует учесть при количественных выкладках теории.

5. Излучательная способность среды

Начнем с простейшего случая, когда электронно-пылевая среда состоит из моноэнергетических электронов концентрации n_e и одинаковых частиц пыли сферической формы диаметра d концентрации n_p .

Число актов прохождения одного быстрого электрона сквозь частицу пыли за 1 с будет $\sigma_p n_p v \approx \sigma_p n_p c$, где $v \approx c$ есть скорость быстрого электрона, σ_p — геометрическое эффективное сечение соударения электрона с частицей пыли; в первом приближении можно принять $\sigma_p \approx d^2$. Тогда для объемного коэффициента излучения — количества электромагнитной

энергии, выделяемой в виде переходного излучения в единичном интервале частот, в единице объема и за 1 с, можно написать

$$\mathcal{E}_{\omega} = J_{\omega} d^2 n_p n_e c \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13.28)$$

где J_{ω} дается (13.15) или (13.19). Также для объемного коэффициента излучения, интегрированного, однако, по всем частотам, имеем

$$\mathcal{E} = J d^2 n_p n_e c \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13.29)$$

где J дается (13.20). Эти соотношения, благодаря своей простоте, весьма удобны для проведения общих количественных оценок применительно к тем или иным конкретным объектам. Однако при этом надо располагать дополнительными условиями, с помощью которых можно было бы получить оценку величины n_p , n_e или d .

При более строгой постановке задачи следует исходить из реального (гауссова) распределения частиц пыли по размерам, из более или менее обоснованного энергетического спектра электронов, а также из необходимости учета эффекта "зоны формирования" [8].

6. Показатели цвета при переходном излучении

В табл. 13.2 приведены теоретические значения показателей цвета для переходного излучения в системе UBV , рассчитанные для трех значений энергии быстрых электронов — 0,5, 1,5 и 10 МэВ и $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, как для оптически тонкой пылевой среды ($\tau_{\lambda} \ll 1$), так и толстой ($\tau_{\lambda} \gg 1$); в последнем случае закон селективного поглощения принят в виде $\sim \lambda^{-1}$. Величины показателей цвета при энергиях электронов больше 1 МэВ практически нечувствительны к величине их энергий.

Заметим, что приведенные в табл. 13.2 теоретические величины $U-B$, $B-V$ для переходного излучения близки к тому, что наблюдается у пыляриных туманностей [8].

С целью сравнения в табл. 13.3 приведена сводка показателей цвета излучения, генерируемого в результате четырех процессов тепловых природы — переходного (от четырех типов веществ), синхротронного, тормозного (тепловых электронов) и обратного комптон-эффекта.

Т а б л и ц а 13.2. Теоретические показатели цвета переходного излучения для оптически тонкой ($\tau_{\lambda} \ll 1$) и оптически толстой ($\tau_{\lambda} \gg 1$) сред

E (МэВ)	$\tau_{\lambda} \ll 1$		$\tau_{\lambda} \gg 1$	
	$U-B$	$B-V$	$U-B$	$B-V$
0,5	-1 ^m ,16	+0 ^m ,13	-0 ^m ,93	+0 ^m ,43
1,5	-1,24	+0,13	-0,99	+0,39
10	-1,30	+0,12	-1,04	+0,36

Т а б л и ц а 13.3. Теоретические показатели цвета излучения, генерируемого при разных нетепловых процессах

Тип излучения	$U-B$	$B-V$
<i>Переходное излучение при $\gamma = 3$:</i>		
Оксид кремния (SiO)	$-1^m,30$	$+0^m,08$
Стекловидный углерод	$-1,37$	$+0,06$
Графит	$-1,53$	$+0,08$
Частица с $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\tau = 10^{-13} \text{ с}$	$-1,24$	$+0,13$
<i>Синхротронное излучение:</i>		
Моноэнергетические электроны ($\gamma = 3$)	$-0,90$	$+0,04$
Электроны с E^{-n} ($n = 3$)	$-0,60$	$+0,40$
<i>Тормозное излучение нетепловых электронов ($E > 1 \text{ МэВ}$)</i>		
Обратный комптон-эффект ($\gamma = 3$)	$-1,80$	$-0,38$

7. Переходное излучение в звездах типа Т Тельца

Звезды типа Т Тельца, окутанные газо-пылевыми оболочками, могут быть потенциальными генераторами переходного излучения. Чтобы можно было судить о значении переходного излучения у этих звезд, вычислим сперва суммарную по объему газо-пылевого облака (оболочки) вокруг звезды энергию переходного излучения при прохождении сквозь него быстрых электронов [6].

Обозначим через $V = (4\pi/3) R^3$ объем пылевого облака, радиус которого R значительно превосходит радиус звезды R_* . Тогда полная энергия, выделяемая облаком в виде переходного излучения, индуцированного моноэнергетическими быстрыми электронами, будет

$$\mathcal{E}_I = \mathcal{E} V = \quad (13.30)$$

$$= J d^2 n_e N_p c \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1},$$

где \mathcal{E} — объемный коэффициент излучения — берется из (13.29), а $N_p = n_p V$ — полное число пылевых частиц в облаке.

В предположении, что излучение пылевых частиц представляется законом Планка при их эффективной температуре T_* , можно написать для полной светимости облака

$$L = k L_* = \pi \sigma N_p d^2 T_*^4 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13.31)$$

Отсюда, подставляя значения множителя $d^2 N_p$ в (13.30), найдем

$$\mathcal{E}_I = \frac{2c^2}{\pi^2 \sigma} \omega_0 \gamma \frac{n_e}{T_*^4} k L_* \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13.32)$$

где подставлено также значение J из (13.20). Заметим, что это соотношение свободно от эффекта самопоглощения излучения в облаке. В нем отсутствует также размер частицы d , вернее, его заменяет "относительная светимость" k , величина которой может быть взята прямо из наблюдений для каждой звезды в отдельности. Для некоторых звезд величина k имеет сле-

дующие значения [13]:

Звезда	$k = L/L_{\odot}$	Звезда	$k = L/L_{\odot}$
RW Aur	5	GW Ori	50
SU Aur	20	V 380 Ori	270
RY Tau	23	FU Ori	685
T Tau	40	R Mon	830

Наблюдаемые величины k колеблются в широких пределах — от 5 до 800. Дальнейшие вычисления будут проводиться для некоей модели звезды типа Т Тельца с $k = 50$.

Наблюдаемые характеристики звезд типа Т Тельца могут быть представлены непосредственно через τ — оптическую толщину для процессов томсоновского рассеяния облака из пыли быстрых электронов. Имеем $n_e = \tau/\sigma_s \Delta R$, где ΔR — линейная протяженность облака — среды из быстрых электронов. Тогда (13.32) запишется в виде

$$\mathcal{E}_\tau = \frac{2e^2}{\pi^2 \sigma_s} \frac{k \tau}{\Delta R T_*^4} \omega_0 \gamma L_{\odot}. \quad (13.33)$$

Наблюдаемые кривые спектрального распределения излучения у звезд типа Т Тельца показывают максимумы в пределах 1–5 мкм, что соответствует эффективной температуре порядка $T_* = 1000$ К. Мы ничего не знаем о величине ΔR ; по-видимому, ΔR может на один-два порядка превышать радиус самой звезды. Примем ориентировочно $\Delta R \approx 10^{12} - 10^{13}$ см. Что касается величины τ , то примем, что она такая же, как в среднем у вспыхивающих звезд, т.е. $\tau \approx 0,001$. Тогда найдем из (13.33) (при $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\gamma = 3$):

$$\mathcal{E}_\tau = 2 L_{\odot} = 0,04 L \quad \text{при } \Delta R = 10^{12} \text{ см},$$

$$\mathcal{E}_\tau = 0,2 L_{\odot} = 0,004 L \quad \text{при } \Delta R = 10^{13} \text{ см}.$$

Таким образом, полная энергия, выделяемая пылевой оболочкой вокруг звезды в виде переходного излучения, порядка 1% от полной энергии, испускаемой ею же в виде теплового излучения. Отсюда вывод: в общем балансе лученспускания звезд типа Т Тельца переходное излучение не играет решающей роли.

Картина совершенно иная, когда мы переходим к рассмотрению спектральной зависимости переходного излучения. В этом случае для суммарной энергии, излучаемой облаком в виде переходного излучения на волне λ и в единичном интервале длины волны, имеем, взамен (13.33),

$$\mathcal{E}_\tau(\lambda) = \frac{2e^2 c}{\pi^2 \sigma_s} \cdot \frac{k \tau}{\Delta R T_*^4} L_{\odot} Q_\lambda(\gamma), \quad (13.34)$$

где

$$Q_\lambda(\gamma) = \lambda^{-2} \left[\left(1 + 2 \frac{\lambda_{\text{кр}}^2}{\lambda^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_{\text{кр}}^2} \right) - 2 \right], \quad (13.35)$$

$$\lambda_{\text{кр}} = 2 \pi \frac{c}{\omega_0} \frac{1}{\gamma}. \quad (13.36)$$

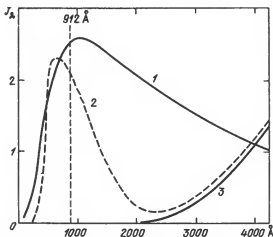


Рис. 13.6. Кривые относительного спектрального распределения энергий при разных механизмах излучения (модель звезды типа Т Тельца): 1 – переходное излучение ($\tau = 0,001$, $\gamma = 3$, $T_0 = 1000$ K, $\Delta R = 10^{13}$ см, $k = 50$); 2 – “комptonовское излучение” (обратный комpton-эффект, $\tau = 0,001$, $\gamma = 3$, $T_0 = 4000$ K, $R_* = 1 R_\odot$); 3 – планковское излучение ($T_0 = 4000$ K, $R_* = 1 R_\odot$)

Найденное с помощью этой формулы распределение интенсивности переходного излучения по длине волны представлено на рис. 13.6. Там же для сравнения приведены планковское распределение при $T_0 = 4000$ K ($B_\lambda = 4\pi R_*^2 B_\lambda(T_0)$, где R_* – радиус звезды) и распределение энергии в случае обратного комpton-эффекта.

Как следует из рис. 13.6, переходное излучение у звезд типа Т Тельца почти целиком сосредоточено в коротковолновой области спектра (короче 3000 \AA) и его относительная доля быстро растет с переходом в область более коротких волн. В этом и заключается селективная роль переходного излучения у звезд типа Т Тельца; зависимость отношения переходного излучения к планковскому от длины волны выглядит следующим образом:

Длина волны, \AA	6000	3500	3000	2500	2000	1500	1000
$\frac{B_\lambda(\text{переходн.})}{B_\lambda(\text{планковск.})}$	0.1	0.8	2.5	10	10^2	10^4	10^6

Доля переходного излучения в видимой области спектра составляет около 1% и ничтожно мала в области инфракрасных лучей.

Следует подчеркнуть, что при прочих равных условиях относительная доля переходного излучения будет тем больше, чем больше интегральная светимость звезды, т.е. чем больше инфракрасный эксцесс. Это значит, что переходное излучение должно быть довольно сильное у звезд V 380 Ori, FU Ori и особенно у R Mon, более чем на порядок слабее у SU Aur, RY Tau и почти отсутствовать у RW Aur.

Не менее интересно сопоставление переходного излучения с “комptonовским”. Поскольку в обоих случаях интенсивность излучения пропорциональна n_e , их отношение уже не будет зависеть от концентрации быст-

рых электронов. Однако оно будет зависеть от величины инфракрасного эксцесса. Поэтому можно утверждать, что при данной степени нестационарности звезды, характеризующейся заданным полным количеством испускаемых ею быстрых электронов, переходное излучение будет преобладать у звезд с большим инфракрасным эксцессом. В остальных случаях коротковолновая часть спектра почти целиком будет определяться "комптоновским" излучением. Однако даже в случае $k = 50$, что соответствует довольно большому значению инфракрасного эксцесса, преобладающая роль переходного излучения проявится в основном в области ближнего ультрафиолета — от 3000 \AA до примерно 1500 \AA ; в области $\lambda \leq 1000 \text{ \AA}$ оба излучения одного порядка.

В гл. 11 была рассмотрена особая группа звезд типа Т Тельца — так называемые звезды типа NX Моп (или YY Ori), отличающиеся исключительно мощной эмиссией в области ближнего ультрафиолета (короче 3800 \AA). Возникает вопрос: имеет ли эта эмиссия какое-либо отношение к переходному излучению? В самом деле, если источник выделения ультрафиолетовой эмиссии находится выше фотосферы, но ниже пылевого облака, эта эмиссия будет сильно подавлена из-за поглощения в самом облаке. Коль скоро она наблюдается, значит, либо поглощение ультрафиолетовых лучей в облаке почему-то невелико, либо наблюдаемая ультрафиолетовая эмиссия исходит из его самых внешних частей. В последнем случае вероятность срабатывания переходного механизма повышается. Очевидно, для получения ответа на поставленный вопрос понадобится проведение комплексных наблюдений избранных звезд типа NX Моп как в далекой инфракрасной области, так и в ближнем ультрафиолете. В частности, установление наличия или отсутствия корреляции между величиной инфракрасного эксцесса и мощностью непрерывной эмиссии может иметь решающее значение для понимания истинной природы звезд типа Т Тельца.

Основная часть переходного излучения приходится на область спектра короче 3000 \AA , сам спектр в ультрафиолете имеет довольно причудливую форму, к тому же разную у разных веществ; все это делает весьма целесообразным проведение специальных наблюдений звезд типа Т Тельца в ультрафиолете — от 3000 \AA до 1000 \AA — во внеатмосферных условиях. Особо интересной представляется область $2000\text{--}1000 \text{ \AA}$. Ожидаемая же интенсивность переходного излучения в области $3000\text{--}2000 \text{ \AA}$ порядка планковского излучения звезды в области $4000\text{--}5000 \text{ \AA}$, следовательно, находится в пределах доступности регистрации существующими приемниками излучения. Однако учет поглощения переходного излучения в самом облаке может привести к существенному ослаблению ожидаемого потока.

Основным недостатком проведенного выше количественного анализа является то, что в нем не был учтен эффект поглощения (и самопоглощения) излучения — переходного, "комптоновского", планковского — при его прохождении через пылевое облако.

8. Рентгеновское излучение от звезд типа Т Тельца

Одно из привлекательных свойств переходного излучения заключается в возможности генерации рентгеновских фотонов. Впервые идея привлечения "переходного" механизма излучения в астрофизику появи-

лась как раз с целью объяснения наблюдаемого рентгеновского фона Галактики, рентгеновского излучения Крабовидной туманности, остатков сверхновых, сейфертовских галактик и пр. [1, 2]. Однако более внимательное рассмотрение [3, 4, 5] привело к несколько осторожному выводу о том, что переходное излучение не может быть существенным источником генерации рентгеновского излучения в упомянутых объектах. В связи с этим представляет интерес возможность генерации рентгеновского излучения у звезд типа Т Тельца.

Прежде всего следует заметить, что рентгеновский диапазон находится очень далеко от максимума спектра переходного излучения (см. рис. 13.6). В области рентгеновских частот интенсивность излучения падает очень быстро, в соответствии с законом

$$J_{\lambda} \sim (\lambda/\lambda_{кр})^2, \quad (13.37)$$

где $\lambda_{кр} = (c/2\pi\omega_0)\gamma = 600 \text{ \AA}$ и $\lambda/\lambda_{кр} \ll 1$.

Отношение суммарного излучения в рентгеновском диапазоне ($\lambda_0 < 60 \text{ \AA}$) к полному излучению "переходного" происхождения в этом смысле равно (при $\gamma = 3$)

$$\frac{E_x}{E_t} = \frac{3c}{2\omega_0\gamma} \int_0^{\lambda_0} Q_{\lambda}(\gamma) d\lambda \approx 0,01. \quad (13.38)$$

Выше мы нашли $E_t \sim L_{\odot}$. Поэтому полная энергия, излучаемая звездой типа Т Тельца в рентгеновском диапазоне, будет $\sim 10^{31} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ или $\sim 10^{40}$ фотон $\cdot \text{с}^{-1}$ ($\bar{\lambda} \approx 40 \text{ \AA}$) — на четыре порядка больше, чем у Солнца. При расстоянии звезды 100 пс от Солнца будем иметь для потока рентгеновских фотонов на Земле $\sim 0,01$ фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Звезды типа Т Тельца должны быть источниками рентгеновского излучения также благодаря тому, что тепловое тормозное излучение самих быстрых электронов может играть в них значительную роль. Сопоставляя основные характеристики вспышек у холодных звезд с цветовыми характеристиками звезд типа Т Тельца, можно дать некоторую оценку интенсивности ожидаемого при этом рентгеновского излучения; она получается порядка $0,01$ фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Таким образом, звезды типа Т Тельца могут быть потенциальными источниками космического рентгеновского излучения. При этом вклад обоих механизмов генерации рентгеновского излучения — "переходного" и "тормозного" — примерно одинаков.

9. Возбуждение хромосфер звезд типа Т Тельца

Во всех рассмотренных выше случаях — частиц графита, стекловидного углерода, условной модели частицы с $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\tau = 10^{-15} \text{ с}$, возможно, окиси кремния — максимум спектра переходного излучения приходится на область коротче 1000 \AA (см. рис. 13.2–13.5). Это значит, что наряду с L_c -излучением "комптоновского" происхождения L_c -излучение "переходного" происхождения также может служить источником возбуждения эмиссионных линий водорода, кислорода, возможно, гелия и других элементов и ионов в хромосфере звезд типа Т Тельца. При этом

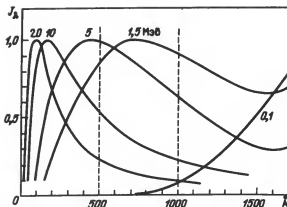


Рис. 13.7. Кривые относительного спектрального распределения переходного излучения при энергиях электронов 0,1–20 МэВ и в области спектра короче 1500 Å ($\omega_0 = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\tau = 10^{-12} \text{ с}$). Интенсивность излучения в максимуме во всех случаях принята за единицу

L_c -излучение "переходного" происхождения падает на хромосферу также извне, от окружающего звезду газо-пылевого облака, через которое проходят быстрые электроны.

Согласно нашей модели быстрые электроны с энергией $\sim 1,5 \text{ МэВ}$ не могут проникнуть извне к хромосфере, этому может препятствовать, отклоняя их обратно, магнитное поле внешних областей звезды. Иначе говоря, ионизация хромосферы происходит не путем соударений атомов с быстрыми электронами; здесь мы имеем самую настоящую фотоионизацию, хотя энергия ионизации в конечном итоге берется за счет кинетической энергии быстрых электронов и выступает в виде "переходного" и "комптоновского" излучений.

При энергии быстрых электронов порядка 1,5 МэВ спектр переходного излучения простирается до частот, ионизирующих водород, кислород, кальций, серу, а также гелий, т.е. элементы, эмиссионные линии которых наблюдаются в спектрах звезд типа Т Тельца.

Однако энергия быстрых электронов не должна быть и очень большой, иначе максимум спектра переходного излучения переместится в область более коротких волн и рентгеновских лучей, в результате чего должны появляться эмиссионные линии многократно ионизованных атомов. Этого, однако, не наблюдается. Судя по всем данным, достаточно сильное ионизирующее излучение в области длин волн короче 600–500 Å практически должно отсутствовать в хромосферах звезд типа Т Тельца.

Таким образом, факт присутствия эмиссионных линий водорода, гелия и др. в спектрах звезд типа Т Тельца дает возможность найти нижнюю границу энергии быстрых электронов, а отсутствие линий, принадлежащих ионам с высоким потенциалом ионизации, ставит верхнюю границу их энергии. Из этих условий можно найти вероятную величину энергии быстрых электронов. С этой целью на рис. 13.7 нанесен ряд кривых, соответствующих спектральному распределению переходного излучения при

разных величинах энергии электронов — от 0,1 МэВ до 20 МэВ. Искомая величина энергии быстрых электронов, как видим, должна быть существенно больше 100 кэВ, но и меньше 10 или даже 5 МэВ. Вероятная величина порядка 1,5 МэВ ($\gamma \sim 3$). Такую же величину для энергии быстрых электронов мы имели и в случае вспыхивающих звезд.

Вопрос же о том, что является преобладающим при возбуждении хромосферы — излучение "переходного" происхождения или нетепловой бремсстралунг, зависит от того, что больше — концентрация пылевых частиц n_p или концентрация электронов n_e .

Для отношения коэффициентов объемного излучения среды $\mathcal{E}_t(\lambda)/\mathcal{E}_{br}(\lambda)$, обусловленного "переходным" механизмом и нетепловым бремсстралунгом, имеем, соответственно,

$$\frac{\mathcal{E}_t(\lambda)}{\mathcal{E}_{br}(\lambda)} = 0,015 \frac{Q_\lambda}{[\omega f(\omega, \gamma)]} \frac{d^2}{h\nu} \frac{n_p}{n_e}, \quad (13.39)$$

где функции Q_λ и $[\omega f(\omega, \gamma)]$ берутся из (13.35) и табл. 15.1, а n_e — концентрация электронов, тепловых либо быстрых, смотря по тому, каких больше.

Для области ионизирующего водород излучения ($\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$) имеем из (13.39)

$$\frac{\mathcal{E}_t}{\mathcal{E}_{br}} = 10^{23} \frac{d^2 n_p}{n_e} \quad (13.40)$$

или, приняв для диаметра пылевых частиц $d \sim 10^{-5} \text{ см}$,

$$\frac{\mathcal{E}_t}{\mathcal{E}_{br}} \approx 10^{13} \frac{n_p}{n_e}. \quad (13.41)$$

Заметим, что в интервале 1000–5000 \AA этот результат почти не зависит от длины волны.

Условие, при котором ионизирующее излучение "переходного" происхождения будет преобладать над нетепловым бремсстралунгом, выглядит следующим образом:

$$\frac{n_p}{n_e} > 10^{-13}. \quad (13.42)$$

Применение этого условия в каждом отдельном случае — газо-пылевые оболочки звезд типа Т Тельца, объекты Херbiga—Аро, пекулярные туманности, межзвездная среда и пр. — требуют знания исходных параметров.

10. Эффект накопления быстрых электронов

При рассмотрении задачи о взаимодействии быстрых электронов с околос звездным облаком не следует отбрасывать возможности "задержки" быстрого электрона самим облаком.

Допустим, что каждый выбитый тем или иным способом из центральной звезды быстрый электрон не покидает околос звездное пространство (или среду), а задерживается надолго в окружающем звезду облаке. Для этого достаточно иметь в слегка ионизованном газе облака хотя бы слабые

магнитные поля, хаотические по характеру, но в целом замкнутые. Такое облако явится своего рода ловушкой, где будет идти процесс накопления быстрых электронов в течение очень длительного времени даже при весьма умеренных темпах их выделения. Конечно, за это время может произойти также ряд сильных или даже очень сильных — катастрофических выбросов быстрых электронов, которые также будут задерживаться в облаке. Именно благодаря эффекту накопления, связанному с нестационарной звездой, пылевое облако может со временем превратиться во вмес­ти­лище огромного запаса энергии в виде кинетической энергии быстрых электронов. Почти вся эта энергия рано или поздно будет трансформироваться в излучение в результате разного рода процессов, в том числе и переходным механизмом. При этом каждый электрон пройдет сквозь пылевые частицы неоднократно.

Эффект накопления может срабатывать в газо-пылевых оболочках, окружающих звезды типа Т Тельца, у фуоров, в пекулярных туманностях, а также в объектах Хербига—Аро.

11. Объекты Хербига—Аро

В огромном космогоническом значении объектов Хербига—Аро (Н—Н) трудно усомниться. Эти объекты суть определенный этап в процессе звездообразования, по-видимому, в результате конденсации газо-пылевого облака, процессе начатом, но далеко не завершенном — звезды как таковой еще нет.

Первые объекты этого типа были открыты в 1949 г. Аро [14, 15] и Хербигом [16] в области туманности Ориона чисто спектроскопическим путем — по их необычному эмиссионному спектру. Наиболее интересные из них, впоследствии получившие обозначение Н—Н1 и Н—Н2, находятся по соседству с известной туманностью NGC 1999.

Назвать объекты Н—Н звездами можно лишь крайне условно. На деле каждый из них представляет собой плотное туманное образование, слегка диффузное, очень малых размеров и довольно слабое — слабее 16–17^м. Все попытки обнаружить или выявить изображение звезды внутри этих крошечных образований успеха не имели; в диапазоне длин волн от ультрафиолета (*U*) до ближнего инфракрасного (~1 мкм) [17], а позднее — до далекого инфракрасного (~3 мкм) [18] и вплоть до 21^м (по наблюдениям на 200" телескопе) центральной звезды в объектах Н—Н не было обнаружено.

Более того, когда с помощью длиннофокусного телескопа был получен снимок Н—Н1, представляющего собой на обычных снимках компактный, хотя и слегка диффузный объект, на деле он оказался целым "скоплением", состоящим по крайней мере из семи (!) крошечных конденсаций, погруженных в слабую туманность. И даже после такого разделения Н—Н1 на отдельные компоненты обнаружить звезду внутри этих крошечных конденсаций опять-таки не удалось.

Поиски возможных источников, ответственных за свечение объектов Хербига—Аро, продолжают­ся. Так, в конце семидесятых годов был обнаружен [40] вблизи Н—Н1 яркий инфракрасный источник, ранее неизвестный. Судя по его спектру в оптическом диапазоне, он представляет собой звезду типа Т Тельца, окутанную мощным поглощающим облаком. Инфракрасные показатели цвета этого источника оказались такими, какие обычно

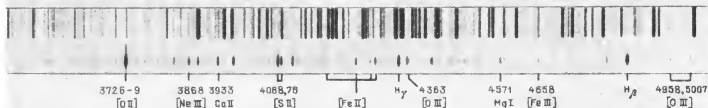


Фото III. Щелевая спектрограмма объекта Хербига-Аро № 1 в синей области спектра, сфотографированная в первичном фокусе 120-дюймового (310 см) телескопа Ликской обсерватории. Обращает на себя внимание крайняя слабость небулярных линий 4958 и 5007 [O III], указывающая на низкую степень возбуждения газа (спектрограмма любезно предоставлена автору Хербигом)

характерны для термической эмиссии нагретых частиц пыли в облаке. И вот предполагается, что этот инфракрасный источник, вернее, звездный ветер, исходящий от него, может быть причиной свечения $H-H_1$ и, возможно, даже $H-H_2$.

Что в окрестностях объектов Хербига—Аро могут соседствовать инфракрасные источники, даже яркие, нет ничего удивительного, поскольку они обычно ассоциируются с плотными газо-пылевыми облаками, характерными как раз для ареалов типа Хербига—Аро. Однако в какой мере такие источники могут быть ответственными (имеются в виду энергетические соображения) за свечение самих объектов Хербига—Аро, не совсем ясно; этот вопрос требует более детального рассмотрения.

Не менее интересными оказались спектральные характеристики объектов $H-H$. Уже первые спектрограммы, полученные Хербигом [16], показали присутствие большого количества сильных эмиссионных линий на фоне очень слабого непрерывного спектра.

Этот спектр, оказывается, похож на спектр планетарной туманности. Действительно, в нем присутствуют известные запрещенные линии N_1 [OIII], N_2 [OIII], а также 3727 [OII], линии [OI], [SII] и другие. Однако при более внимательном рассмотрении выявилась одна чрезвычайно характерная особенность — необычайно большая интенсивность запрещенных линий 6300 [OI] и 6363 [OI], а также 6717 [SII] и 6731 [SII]; по своей силе каждая из этих пар линий немногим уступает линии H_α . Между тем планетарной или диффузией туманности с такой необычайно большой силы линии нейтрального кислорода мы не знаем.

Далее, как следует из табл. 13.4, составленной по данным Бёма и др. [25–27], наиболее характерные для обычных туманностей эмиссионные линии N_1 и N_2 [OIII] и даже 3727 [OII] значительно слабее линии H_α , в то время как даже у слабо возбужденных туманностей имеет место как раз обратное — линии N_1 и N_2 в несколько раз сильнее H_α . По своей интенсивности линии [OIII] в спектрах объектов $H-H$ много, почти на целый порядок, уступают линиям [OI]. В них совсем отсутствуют линии ионизованного гелия и вообще линии ионов с высоким потенциалом ионизации.

Вывод ясен: будучи преимущественно эмиссионными образованиями, объекты $H-H$ тем не менее отличаются слабой степенью ионизации.

В дальнейшем новые представители этой категории объектов открываются и в других, помимо Ориона, областях неба [19, 20]. Обращает на себя внимание их ассоциированность с темными и светлыми туманностями небольших размеров, а также с объектами типа Т Тельца. Все они выглядят как "звездообразные" с тенденцией образовывать небольшие скопления в форме компактных конденсаций.

Тот факт, что в объектах $H-H$ очень много частиц пыли, создало почву для появления отражающей версии их свечения. Именно по этому пути пошли Стрём и др. [20, 21] в своей интерпретации, отрицающей эмиссионную природу объектов $H-H$ и связывающей их свечение с простым отражением света от центральной звезды, погруженной в чрезвычайно сильно поглощающее облако.

"Отражающая" концепция, однако, была подвергнута сильной критике со стороны Аро, выдвинувшего ряд убедительных доводов против нее

Таблица 13.4. Эмиссионные линии в объекте Хербига-Аро № 1 (H-N1)

Линии, A		Интенсивность		
		1955 г. [25]	1969 г. [26]	1969 г. [28]
3726	[OII]	} 192	73	} 186,1
3729	[OII]		56	
3835	H ₈	8	6	—
3869	[NeIII]	9	8	12,2
3889	H ₈	17	9	5,6
3933	CaII	12	16	12,0
4047	FeIII	—	4	—
4069	[SII]	} 59	51	} 66,8
4076	[SII]		18	
4101	H ₈	19	23	24,1
4287	[FeII]	10	6	9,1
4340	H ₇	42	36	37,7
4359	[FeII]	13	10	—
4414	[FeII]	} 8	17	} 18,7
4416	[FeII]			
4571	MgI	6	7	—
4658	[FeIII]	4	5	12,7
4815	[FeIII]	—	1	7,8
4861	H ₈	100	100	100
4959	[OIII]	14	13	12,7
5006	[OIII]	40	46	39,4
5159	[FeII]	—	19	14,9
5199	NI	} 8	} 19	} 4,5
5201	NI			
5877	HeI	—	—	7,2
6300	OI	} 289	152	115,3
6364	OI		51	45,7
6548	NII	} 580	55	37,1
6563	H _α		284	265,8
6584	NII	} 353	130	117,2
6717	SII		77	82,7
6731	SII	—	117	107,8
10318	SII	—	—	10,5
10336	SII	—	—	11,7
10830	HeII	—	—	133,2

[22]. В то же время другие авторы с тем же усердием развивают "эмиссионную" концепцию объектов H-N [23, 24].

Непрерывные спектры объектов H-N очень слабы, и, несмотря на это, в одном-двух случаях (H-N1 и H-N2) Бёму и др. [27] удалось найти наблюдаемое распределение энергии в диапазоне от 3300 до 8000 Å; оно воспроизведено на рис. 13.8. Несмотря на большой разброс точек измерений, некоторые выводы сделать все-таки можно. Прежде всего, найденный спектр никак не похож на спектр звезд типа Т Тельца и сходных с ними объектов хотя бы потому, что непрерывный спектр у объектов H-N

усиливается при переходе от длинных волн к коротким. Уровень этого непрерывного спектра оказался в 3 — 5 раз выше того теоретического континуума, который мы имели бы при обычном рекомбинационном излучении (серии Пашена и Бальмера и двухфотонное излучение), рассчитанном в соответствии с наблюдаемой интенсивностью линии H_α . Однако в данном случае это расхождение вряд ли можно считать реальным как по причине невысокой точности фотометрических измерений, так и по необоснованности выбранной модели рекомбинационного излучения.

Природа непрерывного спектра у объектов Н—Н неясна — это обстоятельство отмечает ряд исследователей [27, 23]. Что касается эмиссионных линий, то попытка [25, 28] их интерпретации в рамках тепловых представлений приводит к наличию горячей звезды класса В0 и даже О [39] в центре облака, обеспечивающей необходимую комбинацию основных параметров среды — n_e и T_e , а именно: $n_e = 1,6 \cdot 10^4 \div 3,2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 7500\text{--}10\,200 \text{ К}$. Между тем, согласно Хербигу [33], центральная "звезда" по своей светимости должна быть карликом класса К или М. Это несоответствие, по-видимому, и привело к выводу о нетепловом способе возбуждения эмиссионных линий — неупругие столкновения заряженных частиц высокой энергии с атомами и ионами [30, 31] или взаимодействие со звездным "ветром" [23]. Если даже допустить, что поставщиком ионизирующего излучения является все-таки центральная звезда, пусть даже исключительно горячая, все равно практически полная непрозрачность облака делает невозможным появление такого излучения во внешних областях облака, где могут формироваться эмиссионные линии. А в том, что мы наблюдаем эмиссионные линии, формирующиеся именно в самых внешних областях облака, сомневаться не приходится.

Итак, наблюдаемый спектр объектов Н—Н не может быть обусловлен фотонным коротковолновым излучением центральной звезды. Нельзя придумать для центральной звезды таких характеристик, при которых выходящее из облака излучение соответствовало бы наблюдаемому спектру самого облака Н—Н. Совершенно ясно поэтому, что источники ионизирующего агента следует искать там, где возбуждаются эмиссионные линии и непрерывный спектр, т.е. во внешних областях облака.

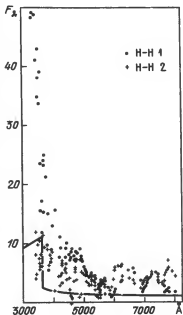


Рис. 13.8. Наблюдаемое распределение энергии F_λ в непрерывном спектре двух объектов Хербига—Аро, Н—Н1 (точки) и Н—Н2 (крестики) в области длин волн 3000—8000 Å. Сплошной линией проведен теоретический рекомбинационный спектр (континуум серий Бальмера, Пашена и двухфотонное излучение) при $T_e = 10000 \text{ К}$ и наблюдаемой величине потока в линии H_β

Но коль скоро мы убедились в невозможности создания прямой связи между фотонным излучением центральной "звезды", с одной стороны, и возбуждением эмиссионного спектра в наружных областях объектов Н—Н— с другой, следует искать возможность такой связи через агенты нефотонной природы, т.е. через частицы высокой энергии. Следующий раздел посвящен количественному рассмотрению одной такой возможности, основанной на применении теории переходного излучения.

12. Ионизационное равновесие объектов Хербига—Аро

Мы полагаем, что центральная "звезда" в объектах Хербига—Аро является поставщиком ионизирующего агента нефотонной природы — быстрых электронов. Оказавшись затем в окружении газо-пылевого облака, эти электроны могут освобождать свою кинетическую энергию в виде излучения в результате различного рода процессов. В облаке очень много частиц пыли; последнее обстоятельство делает весьма вероятным генерацию переходного излучения также у этих объектов. Это излучение может быть отчасти ответственным за их странный непрерывный спектр (см. рис. 13.8). Спектру переходного излучения, как мы видели в гл. 13, присущи довольно самопроизвольные и "илогичные" извилины, резкие скачки и острые пики (см. рис. 13.2 и, в особенности, рис. 13.3 и 13.4). Хотя на этом и трудно настаивать, но быстрый и сильный рост непрерывного спектра в области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$, а также сама извилистая (?) форма непрерывного спектра в области $4000\text{--}8000 \text{ \AA}$ в случае Н—Н1 в принципе могут быть объяснены переходным излучением. Количественной проверке этого предположения мешает отсутствие надежных измерений непрерывных спектров.

Переходное излучение может быть важным источником генерации ионизирующего водорода и другие элементы излучения именно во внешних областях облака, куда быстрые электроны могут добраться практически без потерь энергии, хотя на всем пути следования — от центральной звезды до внешних областей облака — они вступают во взаимодействия как с частицами пыли, так и с частицами себе подобными.

Заметим, что возникшее в среде переходное излучение, в частности, инфракрасного диапазона, может тут же вступить во взаимодействие с быстрыми электронами (обратный комптон-эффект), вследствие чего непрерывный спектр в оптическом диапазоне может приобрести еще более причудливую форму. . . Вообще-то задача о поле излучения среды, где происходят одновременно генерация фотонов переходного излучения и затем их неупругие взаимодействия (в той же среде) с быстрыми электронами, могла бы представить определенный интерес хотя бы в теоретическом плане.

Мы полагаем, наконец, что эффект накопления быстрых электронов в газо-пылевых облаках, рассмотренный в предыдущем разделе, может срабатывать также в объектах Хербига—Аро.

В настоящем разделе будет рассмотрена задача ионизации водорода и других элементов в объектах Хербига — Аро под действием ионизирующего излучения "переходного" происхождения [7].

Начнем с рассмотрения поля ионизирующего водорода L_c -излучения. Полная оптическая толщина τ_0 в частотах L_c -излучения в объектах Хербига —

Аро очень большая — порядка 1000; к этому приводит анализ интенсивностей эмиссионных линий [25]. Полная оптическая толщина того же облака в частотах оптического диапазона определяется исключительно поглощением пылевых частиц и, по-видимому, не менее 5. Таким образом, в объектах Хербига — Аро выполняется условие $\tau_0 \gg t_0$. Это обстоятельство следует иметь в виду при составлении и решении уравнения переноса как в частотах ионизирующего излучения, так и в оптическом диапазоне.

Будем считать, что источники генерации излучения — быстрые электроны — распределены в облаке равномерно. Тогда из решения уравнения переноса найдем для средней интенсивности излучения $J_\nu(\gamma)$ на частоте ν в области $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ (в эддингтоновском приближении и в схеме плоскопараллельных слоев)

$$J_\nu(\gamma) = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathcal{E}_\nu}{k_\nu N_1} \left[\frac{3}{2} (\tau_0^2 - \tau^2) + 2\tau_0 \right], \quad (13.43)$$

где $\tau = k_\nu N_1 r$, $\tau_0 = k_\nu N_1 R$, k_ν и N_1 — коэффициент непрерывного поглощения и концентрация нейтральных водородных атомов, R — радиус облака, а \mathcal{E}_ν дается соотношением (13.28). При выводе (13.43) принято $\tau_0 \gg 1$ и использованы следующие граничные условия: в центре облака $\tau = 0$ и $H_\nu(0) = 0$; на наружной границе $\tau = \tau_0$ и $H_\nu(\tau) = 2\pi J_\nu(\tau_0)$, где H_ν — поток L_ν -излучения.

Поскольку $t_0 \ll \tau_0$, то как оптическое излучение переходного происхождения, так и эмиссионные линии водорода могут выйти почти беспрепятственно также из средних частей облака, где хотя τ еще достаточно велико, но $t < 1$. Поэтому для тех частей облака, где $\tau < \tau_0$, будем иметь

$$\begin{aligned} J_\nu &= \frac{3}{8\pi} \frac{\mathcal{E}_\nu}{k_\nu N_1} \tau_0^2 = \\ &= \frac{3}{8\pi} \mathcal{E}_\nu k_\nu N_1 R^2, \end{aligned} \quad (13.44)$$

т.е. J_ν постоянен и не зависит от τ вплоть до границы $\tau \sim \tau_0$. Соотношение (13.44) есть искомое выражение для средней интенсивности ионизирующего водород излучения.

Перейдем к рассмотрению поля переходного излучения в оптическом диапазоне. Для интенсивности I_0 выходящего из облака излучения имеем $I_0 = I'_0 + I''_0$, где I'_0 — "прямая" составляющая; она равна

$$I'_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sigma_* n_p} (1 - e^{-t_0}) \approx \frac{\mathcal{E}_0}{\sigma_* n_p}, \quad (13.45)$$

где $t_0 = \sigma_* n_p R > 1$.

"Диффузная" составляющая I''_0 появится в том случае, если альбеда частицы p отлично от нуля. Решение соответствующего уравнения переноса дает (при $t_0 > 1$)

$$I''_0 = \frac{3}{l(3 + 2l)} \frac{\mathcal{E}_0}{\sigma_* n_p}, \quad (13.46)$$

где $l = \sqrt{3(1-p)}$. При $p \sim 0,5$ имеем

$$I_0'' \approx 1,5 \frac{\mathcal{E}_0}{\sigma_* n_p} \quad (13.47)$$

В этих выражениях \mathcal{E}_0 — объемный коэффициент переходного излучения в оптическом диапазоне,

$$\mathcal{E}_0 = \frac{3}{2} e^2 \omega_0 \gamma \delta_0 n_p n_e \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13.48)$$

δ_0 — доля энергии, излучаемой частицей в оптическом диапазоне.

Полная светимость облака в оптических лучах $L = 4\pi R^2 I_0$. Учитывая (13.48) и (13.47), мы приходим к следующему соотношению для нахождения концентрации быстрых электронов в облаке:

$$n_e = (2e^2 \omega_0 \gamma \delta_0)^{-1} \frac{L}{R} \approx 2,5 \cdot 10^2 \frac{L}{R} \text{ см}^{-3}. \quad (13.49)$$

Здесь приняты значения $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 3$ и $\delta_0 \approx 0,3$; в последнем случае учитывается также переизлучение части L_c -излучения в эмиссионных линиях, интенсивность которых составляет заметную долю общего блеска самого объекта. Числовые значения L и R берутся из наблюдений.

Условие ионизационного равновесия для атомов водорода пишется в виде

$$N_1 \int_{\nu_*}^{\infty} k_{1\nu} \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu = N^* N_e C(T_e), \quad (13.50)$$

где ν_* — частота ионизации водорода, N^* и N_e — концентрация ионов и тепловых электронов, $C(T_e)$ — полный коэффициент рекомбинации электронов с протонами.

Подставляя значение J_ν из (13.44) и приняв также $N^* \approx N_e$, $k_{1\nu} = k_0 (\nu_*/\nu)^3$, из (13.50) для формулы ионизации водорода в условиях объектов Хербига—Аро в том случае, когда ионизирующее излучение имеет переходное происхождение и генерируется равномерно во всех точках облака, найдем

$$\frac{N^*}{N_1} = \left[\frac{e^2 k_0^2}{16\pi^3 h} \frac{q(\gamma)}{C(T_e)} \right]^{1/2} (R t_0 n_e)^{1/2}, \quad (13.51)$$

где обозначено

$$q(\gamma) = \left[\left(1 + 2 \frac{\nu_*^2}{\gamma^2 \nu_0^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\gamma^2 \nu_0^2}{\nu_*^2} \right) - 2 \right], \quad (13.52)$$

где $\nu_0 = 2\pi\omega_0$ и $\nu_* = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-1}$

Подставляя в (13.51) значение n_e из (13.49), а также $k_0 = 0,6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$, $C(T_e) = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ при $T_e = 7500 \text{ К}$ [15], $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\gamma = 3$, получим

$$\frac{N^*}{N_1} \approx 10^{-8} \left(t_0 \frac{L}{R} \right)^{1/2}. \quad (13.53)$$

Применим эту формулу для Н—Н1, одного из интересных представителей этого класса объектов, для которого $R = 2 \cdot 10^{16}$ см, $L \approx 10^{32}$ эрг · с⁻¹. Приняв также $t_0 \approx 5$, найдем

$$\frac{N^*}{N_1} \sim 1.$$

Это на 2 — 3 порядка меньше степени ионизации, которую мы обычно имеем в планетарных туманностях. Вместе с тем этот вывод находится в полном согласии с наблюдениями. В самом деле, используя известные из наблюдений интенсивности эмиссионных линий [OII] и [OI] для Н—Н1, Остерброк [30] нашел для степени ионизации кислорода $N(O^+)/N(O) \approx 0,5$. Ионизационные потенциалы кислорода и водорода почти одинаковы. Поэтому степень ионизации водорода будет по порядку величины такая же, что и для кислорода. Отсюда получим $N^* \approx N_1$.

Для Н—Н1 имеем $N_e = 3,7 \cdot 10^3$ см⁻³ [15, 17], и поэтому $N_1 \approx 3,7 \cdot 10^3$ см⁻³. Полная оптическая толщина облака в частотах L_c -излучения получается равной $\tau_0 = k_0 N_1 R \approx 400$, т.е. на два-три порядка больше, чем в планетарных туманностях.

Тот факт, что t_0 и, в особенности, τ_0 оказались значительно превышающими единицу, является веским аргументом в пользу представления, согласно которому в случае объектов Хербига—Аро источник ионизирующего излучения не находится в центре облака в виде высокотемпературной звезды. В этих объектах мы имеем многоочечные источники излучения, рассеянные по всему объему облака, во всех тех точках, где присутствуют одновременно быстрые электроны и пылевые частицы.

С помощью приведенных выше соотношений найдем для Н—Н1: $n_e = 50$ см⁻³, полная энергия или запас энергии быстрых электронов в облаке $E_e \approx 2 \cdot 10^{45}$ эрг, концентрация пылевых частиц $n_p \approx 4 \cdot 10^{-7}$ см⁻³ при $d = 10^{-5}$ см и $n_p \approx 6 \cdot 10^{-8}$ см⁻³ при $d = 5 \cdot 10^{-5}$ см.

Отношение $N(O^{++})/N(O^+)$ зависит от спектрального распределения ионизирующего излучения, т.е. в конечном итоге от энергии быстрых электронов γ . Числовое значение этого отношения может быть найдено из наблюдений по известным интенсивностям линий [OIII] и [OII]. Отсюда можно получить оценку вероятностей величины энергии быстрых электронов.

Считая коэффициенты рекомбинаций однажды и дважды ионизованного кислорода величинами одного порядка, можем написать

$$\frac{N(O^{++})}{N(O^+)} = \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \alpha_{\nu}(O^+) J_{\nu}(\gamma) \frac{d\nu}{h\nu}}{\int_{\nu_1}^{\infty} \alpha_{\nu}(O) J_{\nu}(\gamma) \frac{d\nu}{h\nu}}, \quad (13.54)$$

где $\alpha_{\nu}(O)$ и $\alpha_{\nu}(O^+)$ — коэффициенты непрерывного поглощения нейтрального и ионизованного кислорода [32], ν_1 и ν_2 — частоты ионизации O и O⁺.

Подставляя функцию $J_{\nu}(\gamma)$ из (13.19) и произведя интегрирование, нетрудно найти из (13.54) величины $N(O^{++})/N(O^+)$ для ряда значений γ ; результаты представлены в табл. 13.5 для двух плазменных частот $\omega_0 = 1 \cdot 10^{16}$ с⁻¹ и $\omega_0 = 2 \cdot 10^{16}$ с⁻¹.

Таблица 13.5. Теоретическая зависимость $N(O^{++})/N(O^+)$ от энергии быстрых электронов γ (в единицах $mc^2 = 0,51 \text{ МэВ}$)

γ	$N(O^{++})/N(O^+)$		γ	$N(O^{++})/N(O^+)$	
	$\omega_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$	$\omega_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$		$\omega_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$	$\omega_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$
1	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	5	6,7	13,2
2	3,0	5,3	10	13,2	21,5
3	4,1	8,1	20	21,6	29,0
4	5,3	10,9			

Для H—H I Бём нашел из наблюдений $N(O^{++})/N(O^+) = 5,6 \cdot 10^{-2}$; сравнивая это значение с данными табл. 13.5, найдем для искомой энергии быстрых электронов $\gamma \sim 2 \div 4$; в среднем $\gamma \sim 3$. Это совпадает с тем, что было найдено нами раньше для энергии быстрых электронов в случае вспышковых звезд и звезд типа Т Тельца.

Проведенный выше анализ позволил вывести вероятный спектр ионизирующего излучения и понять условия ионизации водорода и кислорода в объектах Хербига — Аро. Можно продолжить этот анализ и в отношении других эмиссионных линий, в частности, [SII], [NII], [FeII], [FeIII], [NeIII] и т.д. Одним из возможных итогов при этом может быть нахождение относительного содержания элемента в этих крайне молодых объектах, что, безусловно, представит определенный космогонический интерес.

Обращает на себя внимание любопытное обстоятельство. В классических туманностях — планетарных и диффузных — ионизация атомов вызывается за счет излучения, поступающего от центральной звезды. Вместе с тем мы не знаем случая, чтобы степень ионизации водорода в туманностях, какова бы ни была температура их центральных звезд, была столь низкой, как это наблюдается в объектах Хербига — Аро. Казалось бы, разница в самой природе ионизирующего излучения (тепловая — в случае туманностей, и нетепловая — в случае объектов Хербига — Аро) не должна иметь решающего значения. Поэтому возникает вопрос: не является ли указанное отличие между туманностями и объектами Хербига — Аро следствием того, что пространственно-геометрическая структура самих источников ионизирующего излучения в них существенно разная, а именно, центрально-точечная (звезда) — в случае туманностей, и нецентрально-многоточечная (высокоэнергетические частицы) — в случае объектов Хербига — Аро. Если это на самом деле так, наблюдаемая низкая степень ионизации может в какой-то степени служить самостоятельным параметром, характеризующим не столько природу и мощность ионизирующего излучения, сколько его пространственно-геометрическую структуру.

13. Внеатмосферные наблюдения объектов Хербига — Аро

По состоянию на 1980 г. только в отношении одного из этого класса объектов — H—H I были проведены [39] коротковолновые спектральные наблюдения (с помощью "IUE") в области длин волн 1300 — 2000 Å.

Таблица 13.6. Коротковолновый спектр H—N1

Непрерывный спектр			Эмиссионные линии		
λ , Å	Относ. интенсивность		λ , Å	Относ. интенсивность	
	Наблюд.	Исправл. $E(B - V) = 0^m,4$		Наблюд.	Исправл. $E(B - V) = 0^m,4$
1400	22,3	125	1336 CII	25	150
1710	11,6	57	1549 CIV	69	232
1940	6,8	37	1751 NIII	67:	315:
3300	4,2	7,9	1909 CIII	69	335
3520	2,8	4,7	3727 [OII]	113	160
4000	1,3	1,7	4861 HI	100	100
4500	1,2	1,3	N ₁ + N ₂ [OII]	56	53
5000	1,0	1	6300–63 [OI]	287	196

Найденный при этом спектр оказался состоящим из двух компонентов — непрерывного и линейчатого, последний — преимущественно из эмиссионных линий. Наиболее сильными оказались традиционные эмиссионные линии 1549 CIV, 1751 NIII, 1909 CIII и 1336 CII — их относительные интенсивности, наряду с данными [25–27] для длинноволновой области (3300–8000 Å), приведены в табл. 13.6 [$F(H_\beta) = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$]. Там же даны величины относительных интенсивностей непрерывного спектра; он оказался быстро растущим с переходом в область коротких волн, вплоть до 1400 Å. К сожалению, отсутствие измерений для области 2000–3300 Å не позволяет судить о наличии или отсутствии очень важной особенности — пика поглощения, быть может, и самопоглощения на 2200 Å.

Все коротковолновые эмиссионные линии, как резонансные, так и запрещенные, оказались сильнее линии H_β . Это может служить указанием на наличие в самом объекте мощного ионизирующего излучения для многократной ионизации углерода, азота, кислорода. Интенсивности этих линий намного больше, чем следовало бы ожидать в рамках гипотезы об их возбуждении путем прохождения ударных волн по облаку [39]. Модель ударных волн приводит к противоречиям и в величинах относительных интенсивностей разных пар линий, в особенности CIV и CIII.

Не совсем ясна ситуация и в отношении непрерывного спектра (рис.13.9). Наблюдаемая интенсивность на $\lambda = 1400 \text{ Å}$ оказалась в 20 раз больше, чем на $\lambda = 5000 \text{ Å}$, а с учетом влияния межзвездного покраснения это отношение может достичь двух порядков. Ни одним механизмом, включая двухфотонное излучение, излучение переходного происхождения и нетепловой бремсстралунг быстрых электронов, невозможно объяснить такой быстрый рост непрерывного спектра от $\lambda = 5000 \text{ Å}$ до $\lambda = 1400 \text{ Å}$. Что касается замечания в [39] о том, что истинное распределение непрерывного спектра в ультрафиолете у этого объекта хорошо соответствует теоретической модели для фотосферного излучения очень горячей звезды при $T = 40\,000 \text{ K}$, то это еще ни о чем не говорит; ведь наличие такой звезды в центре любого пылевого облака привело бы к быстрому испарению самих пылевых частиц и превратило бы его в обычную туманность.

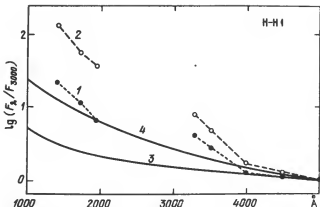


Рис. 13.9. Наблюдаемые (1) и исправленные за межзвездное покраснение при $E(B - V) = 0^m$, 4 (2) непрерывные спектры для H-N1 в областях длин волн 1400–2000 Å и 3300–5000 Å. Интенсивность на $\lambda = 5000$ Å принята за единицу. Приведены также теоретические непрерывные спектры в случае переходного излучения (кривая 3, $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 3$) и нетеплового тормозного излучения (кривая 4, $\gamma = 3$)

Удовлетворительной интерпретации как линейчатого, так и непрерывного спектров H-N1 пока не имеется. По-видимому, будет правильнее дожидаться появления новых данных наблюдений, касающихся коротковолнового спектра объектов Хербига – Аро.

14. Феномен флуоров

Наблюдательные данные не свидетельствуют о том, что феномен флуоров — сильное, более чем стократное повышение блеска звезды типа Т Тельца в течение времени порядка месяцев или года — вызван расширением или вздуванием фотосферы звезды; для этого ожидаемые малые скорости расширения ($\sim 0,1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) не находятся в согласии с наблюдаемыми большими отрицательными скоростями абсорбционных линий ($\sim 100\text{--}400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$). В равной мере это явление не может быть вызвано внезапно наступившим просвечиванием в окружающем звезду газо-пылевом облаке в результате диссипации [20].

Флуоры и происходящие в них явления, по-видимому, могут иметь некоторое отношение к изложенным выше соображениям. Особо впечатляет у флуоров очень долгая "остановка" звезды в состоянии повышенного блеска. Несомненно, для этого должен существовать огромный запас энергии нефотонного типа и именно во внешних областях звезды. И еще должен действовать некий "анкерный" механизм, допускающий освобождение энергии из этого запаса в умеренных количествах и с более или менее постоянным темпом в форме других видов энергии, в частности, фотонной.

Мы полагаем, что в флуоры могут превратиться те из звезд типа Т Тельца, в газо-пылевых облаках которых существуют наиболее благоприятные условия для их превращения в *магнитные ловушки*, где может идти процесс захвата и накопления быстрых электронов в течение длительного

времени. В этом случае может быть создан указанный выше запас энергии в форме кинетической энергии быстрых электронов. А процессы типа не-теплового бремсстралунга быстрых электронов и переходного излучения могут быть тем "анкерным" механизмом, обеспечивающим постоянный темп освобождения энергии быстрых электронов, регулируемый средней продолжительностью встреч электрона с электроном или с частицей пыли.

Говоря о "фуоризации" звезды типа Т Тельца, мы прежде всего имеем в виду, что начинается процесс устойчивого и продолжительного выброса внутризвездного вещества в наружные области звезды, где и происходит выделение — в результате ядерного распада — быстрых электронов. Эти электроны задерживаются в магнитной ловушке — в газо-пылевом облаке, вследствие чего концентрация быстрых электронов в облаке должна расти. Допустим, что темп появления быстрых электронов в облаке постоянен или во всяком случае может оставаться постоянным в течение некоторого времени. В этом случае концентрация дополнительно появившихся в облаке быстрых электронов $n_e(t)$ увеличится по закону

$$n_e(t) = n_e(0)t, \quad (13.55)$$

где исчисление времени t начинается с момента "фуоризации" звезды, а $n_e(0)$ — число появившихся быстрых электронов в единицу времени и в единице объема. По закону (13.55) и должен расти также запас энергии в облаке в виде кинетической энергии быстрых электронов.

Постоянный темп выделения быстрых электронов означает также постоянный темп выброса обычного газового вещества, в частности, водорода из ядер звезды. Мы имеем основание поэтому отнести закон (13.55) также к росту концентрации $n_e^*(t)$ тепловых электронов (или ионов) в самом облаке, т.е. $n_e^*(t) = n_e^*(0)t$, где $n_e^*(0)$ — число появившихся тепловых электронов в единицу времени в единице объема. Что касается концентрации частиц пыли, то мы полагаем, что она остается неизменной в период фуоризации звезды.

Увеличение концентрации быстрых (и тепловых) электронов в облаке приводит к повышению блеска звезды. Однако в зависимости от того, какой из возможных механизмов освобождения кинетической энергии быстрых электронов будет преобладающим, сам закон зависимости роста блеска от времени, $L(t)$, будет разным. Так, если преобладающим окажется нетепловой бремсстралунг быстрых электронов, то $L(t) \sim n_e(t) n_e^*(t) \sim t^2$. Если же концентрация частиц пыли n_p в среде настолько велика, что преобладающим станет переходное излучение, то в этом случае $L(t) \sim n_p n_e(t) \sim t$. В результате закон роста блеска фуора по времени запишется в виде

$$\frac{L(t)}{L_0} = 1 + k(t/t_0)^2 \quad (13.56)$$

в случае нетеплового тормозного излучения и в виде

$$\frac{L(t)}{L_0} = 1 + k(t/t_0) \quad (13.57)$$

в случае переходного излучения. В этих выражениях t_0 — продолжитель-

ность фуоризации, а k определяется из условия $L(t_0)/L_0 = 10^{0.4 \Delta m_0}$, где Δm_0 — полиый рост блеска.

Как показывает количественный анализ, фуор V 1057 Cyg удовлетворяет первому случаю (формула (13.56)). На рис. 13.10 приведены наблюдательные для этого фуора точки [21], наряду с теоретической кривой, рассчитанной с помощью (13.56) при следующих величинах основных параметров его световой кривой: $t_0 = 360$ суток, $m_0 = 5^m,8$ или $k = 209$ (от $m_{\min} = 15^m,9$ до $m_{\max} = 10^m,1$).

Несколько иначе обстоит дело в случае фуора FU Ori. Прежде всего в этом случае ни при каких значениях параметров световой кривой не удается представить наблюдения одной-единственной кривой вида (13.56) или (13.57). Только при допущении, что процесс фуоризации FU Ori состоит из двух основных периодов, I и II, с разными значениями t_0 , Δm_0 или k , интерпретация наблюдений становится возможной в рамках второго представления (формула (13.57)), т.е. когда преобладающим при свечении фуора процессом является переходное излучение.

Продолжительность периода I фуоризации FU Ori составляет $t_0 = 450$ суток. Наблюдательных точек для этого периода имеется немного — всего три. Вместе с тем построенная с помощью (13.57) теоретическая кривая при $\Delta m_0 = 2^m,8$ или $k = 10,2$ оказалась в согласии с наблюдениями (рис. 13.11).

Далее наступает период II фуоризации, сравнительно непродолжительный ($t_0 = 70$ суток), но с темпом выделения быстрых электронов почти на порядок (точнее, в 7,2 раза) больше, чем в периоде I.

Таким образом, фуоризацию в обоих случаях — V 1057 Cyg и FU Ori — можно объяснить появлением быстрых электронов в окружающих эти звезды газо-пылевых облаках. Преобладающим же механизмом освобождения энергии является нетепловое тормозное излучение в первом случае, и переходное излучение — во втором.

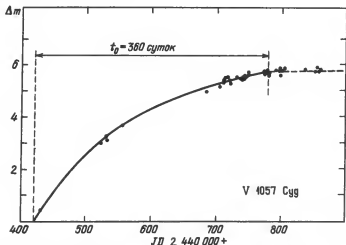


Рис. 13.10. Сопоставление теоретической световой кривой (жирная линия) для фуора V 1057 Cyg с наблюдениями (точки)

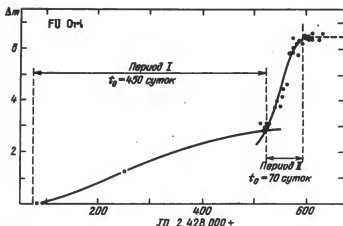


Рис. 13.11. Сопоставление теоретических световых кривых (жирные линии), рассчитанных для I и II периодов "флуоризации", FU Ori с наблюдениями

Следует ли из всего изложенного сделать заключение, что каждая из звезд типа Т Тельца может или должна в конце концов превратиться в фуор? По-видимому, нет. Фуорами могут стать только звезды, у которых условия в их околосветных облаках окажутся благоприятными для их превращения в магнитные ловушки. Маловероятно, чтобы такие условия существовали у всех звезд типа Т Тельца.

Здесь был рассмотрен лишь вариант интерпретации явления фуоров в рамках гипотезы быстрых электронов. Случайно ли в данном случае хорошее согласие наблюдений с теорией? Малое число проанализированных примеров дает основание к подобным сомнениям. Дальнейшие поиски в этом направлении могут оказаться особо полезными и с точки зрения получения доказательства принципиальной возможности существования магнитных ловушек вокруг некоторых типов звезд.

15. Непрерывные спектры звезд типа Т Тельца в ультрафиолете

В 1977 г. появились первые результаты по наблюдению в ультрафиолете нескольких звезд типа Т Тельца с помощью нидерландского спутника "ANS" [34]. Наблюдения были проведены широкополосным фотометром в пяти каналах, центрированных на длинах волн 3300, 2500, 2200, 1800 и 1550 Å. Наиболее надежные данные относятся к звездам Т Тау, CoD-44° 3318, V 1057 Cyg и, в особенности, к звезде V 380 Ori, измеренной дважды с интервалом в несколько месяцев, что соответствует, очевидно, разным периодам ее активности. На рис. 13.12 показаны кривые относительных спектральных распределений энергии для этих звезд, нормированные на $\lambda = 3300$ Å.

Наиболее характерными особенностями этих спектров можно считать: а) наличие минимума в непрерывном спектре на ~ 2200 Å во всех случаях; б) наличие значительных потоков излучения в области ~ 2000 Å, т.е. там, где эти звезды не должны были излучать, имея в виду их принадлежность

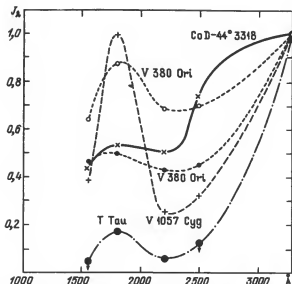


Рис. 13.12. Кривые относительных спектральных распределений наблюдаемых потоков излучения в далеком ультрафиолете для четырех звезд типа Т Тельца: Т Tau, V1057 Cyg, CoD-44° 3318 и V380 Ori (два измерения). Поток излучения на $\lambda = 3300$ Å принят за единицу

к поздним спектральным классам. Просто непостижимо, что потоки излучения, например на ~ 1800 Å, оказались сравнимыми и даже равными потокам на ~ 3300 Å.

Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что общее сходство в наблюдаемых спектральных кривых для этих звезд имеет место несмотря на то, что их расстояния отличаются довольно сильно — от 150 до 1000 пс, и не менее сильно отличаются их спектральные классы — от A1 (V 380 Ori) до K — G5 (T Tau). Это значит, что наблюдаемые спектральные распределения определяются не только селективным поглощением в межзвездной среде. Отсутствие же зависимости от спектрального класса подсказывает "незвездную" или нетепловую природу этого излучения.

Единственным значительным континуумом в области короче 2000 Å может быть двухфотонное излучение водорода. Однако найденные из наблюдений потоки излучения в этой области оказались настолько велики, что они, как мы увидим ниже, не могут быть объяснены двухфотонным излучением.

Исходным в нашем анализе является хорошо известный из теории свечения туманностей и газовых оболочек факт, согласно которому как двухфотонное ($2q$) излучение, так и свечение в эмиссионных линиях водорода питаются из одного и того же источника: L_c -излучения (< 912 Å). Тогда мы можем найти теоретическое значение отношения $N(2q)/N(\beta)$, где $N(2q)$ — полное число $2q$ -фотонов, испускаемых средой во всем спектре — от 1216 Å до бесконечности, а $N(\beta)$ — число фотонов, испускаемых в линии H_β .

С другой стороны, это же отношение мы можем найти из наблюдений; обозначим его через $N^*(2q)/N^*(\beta)$. Очевидно, сопоставление этих двух величин друг с другом позволит нам сделать определенное заключение о роли двухфотонного излучения у рассматриваемых звезд.

Согласно теории двухфотонного излучения, примерно 1/3 общего числа протоионов после рекомбинации с электронами может индуцировать $2q$ -переходы. Поэтому будем иметь: $N(2q)/N_c = 2 \cdot (1/3) = 2/3$, где N_c — полное число L_c -фотоионов в среде ($\tau_c \leq 1$).

Далее, полное число фотоионов балмеровской серии, как известно, равно полному числу L_c -фотоионов. Примерно 12% этого количества приходится на линию H_β , т.е. $N(\beta)/N_c \approx 0,12$. Отсюда будем иметь

$$\frac{N(2q)}{N(\beta)} \approx 6. \quad (13.58)$$

Опуская подробности (см. [35]), можно вывести для наблюдаемой величины этого соотношения

$$\frac{N^*(2q)}{N^*(\beta)} = \frac{480}{W_\beta} \frac{F(\lambda)}{F(\lambda_0)} \exp[r(a_\lambda - a_{\lambda_0})], \quad (13.59)$$

где W_β — эквивалентная ширина (в ангстремах) эмиссионной линии H_β , $F(\lambda)$ и $F(\lambda_0)$ — измеренные потоки на $\lambda = 1800 \text{ \AA}$ и $\lambda_0 = 3300 \text{ \AA}$ соответственно, a_λ и a_{λ_0} — коэффициенты межзвездного поглощения в тех же волнах и на 1 кпс, r — расстояние звезды.

Найденные с помощью формулы (13.59) числовые значения отношения $N^*(2q)/N^*(\beta)$ приведены в табл. 13.7. При этом расстояния звезд взяты из [34] и [36], величины W_β из [37], а зависимость a_λ по λ — из [38], при этом принято $a(3300) = 1^m,70$ на расстоянии 1 кпс.

Как видим, во всех случаях наблюдаемые значения $N^*(2q)/N^*(\beta)$ оказались существенно (в 3 — 15 раз) больше его теоретического значения (13.58). Это расхождение должно быть еще больше из-за ряда неучтенных эффектов, в частности эффекта деактивации; в окружающих звездах типа Т Тельца газо-пылевых облаках электронная концентрация порядка $10^6 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$ [35], при которой $2q$ -излучение становится вообще невозможным.

Таким образом, имеющиеся факты исключают возможность генерации двухфотонного излучения у звезд типа Т Тельца.

Т а б л и ц а 13.7. Наблюдаемые величины отношения числа $2q$ -фотонов к числу H_β фотонов (последний столбец) для некоторых звезд типа Т Тельца

Звезда	r , пс	W_β , \AA	$F_\lambda = 1800$ $(10^{-14} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1})$		$\frac{N^*(2q)}{N^*(\beta)}$
			$F_\lambda = 3300$		
T Tau	150	5	7	40	19
V 380 Ori	400	15	22	25	40
V 380 Ori	400	15	23	47	22
V 1057 Cyg	700	10:	5	5	90
CoD-44° 3318	1000	10:	7,1	13,5	62

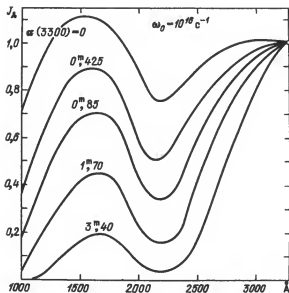


Рис. 13.13. Теоретические спектральные кривые переходного излучения при плазменной частоте частиц пыли в облаке $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ для ряда значений полного межзвездного поглощения α_λ на $\lambda = 3300 \text{ Å}$ и с учетом самопоглощения излучения в газопылевом облаке. Интенсивность излучения в $\lambda = 3300 \text{ Å}$ принята за единицу

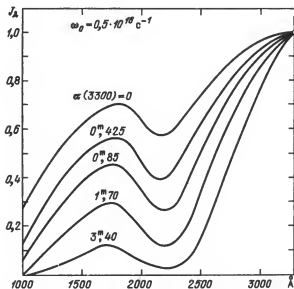


Рис. 13.14. То же самое, что и на рис. 13.13, но для случая $\omega_0 = 0,5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$

Обнаруженное в далеком ультрафиолете излучение у звезд типа Т Тельца имеет, по всей вероятности, *переходное* происхождение. Выведенный ниже спектр переходного излучения, вышедшего из окружающего звезду типа Т Тельца газо-пылевого облака, оказывается достаточно похожим на наблюдаемые спектры, и это обстоятельство, во всяком случае качественно, подтверждает сделанное предположение.

В допущении, что источники *переходного* излучения распределены равномерно внутри газо-пылевого облака (объемный коэффициент излучения \mathcal{E}_λ постоянен везде) и что поглощение внутри облака обусловлено только частицами пыли, причем оптическая толщина облака $\tau_\lambda = \alpha_\lambda s$ очень велика, можно написать для интенсивности выходящего из облака и дошедшего до наблюдателя переходного излучения, с учетом поглощения в межзвездной среде,

$$F_\lambda \sim \frac{\mathcal{E}_\lambda}{\alpha_\lambda} (1 - e^{-\tau_\lambda}) e^{-a_\lambda r} \approx \frac{\mathcal{E}_\lambda}{\alpha_\lambda} e^{-a_\lambda r}. \quad (13.60)$$

Примем, не имея иного выхода, что по своим поглощающим свойствам, в частности, по форме зависимости коэффициента поглощения от длины волны частицы в облаке и частицы в межзвездном пространстве идентичны, т.е. частотная зависимость функций α_λ и a_λ одинакова.

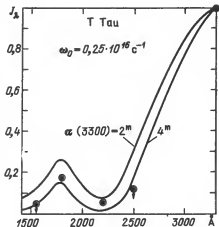
Написав (13.60) также для нормированной длины волны λ_0 , мы будем иметь для относительного распределения $J_\lambda = F_\lambda / F_{\lambda_0}$ переходного излучения в зависимости от длины волны

$$J_\lambda = \frac{Q_\lambda(\gamma)}{Q_{\lambda_0}(\gamma)} \frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_0}} \exp[-r(a_\lambda - a_{\lambda_0})], \quad (13.61)$$

где произведена замена $\mathcal{E}_\lambda(\gamma) = C Q_\lambda(\gamma)$, а функция $Q_\lambda(\gamma)$ дается (13.35). На рис. 13.13 и 13.14 приведены кривые зависимости J_λ от λ в ультрафиолете, построенные с помощью (13.61) для значений плазменной частоты $\omega_0 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и ряда значений полного межзвездного поглощения на $\lambda_0 = 3300 \text{ \AA}$, указанных на кривых.

Как видим, общая структура приведенных кривых действительно соответствует найденной из наблюдений (рис. 13.12). В частности, на теоретических кривых четко выделяются минимумы на $\sim 2200 \text{ \AA}$ и максимумы на $\sim 1800 \text{ \AA}$, с монотонным падением в сторону более коротких волн.

Рис. 13.15. Теоретические спектральные кривые переходного излучения при $\omega_0 = 0,25 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ для двух значений полного межзвездного поглощения $\alpha(3300)$ и с учетом самопоглощения. Черные кружки с колечком — наблюдения "ANS" для звезды Т Тави. Интенсивности нормированы на $\lambda = 3300 \text{ \AA}$



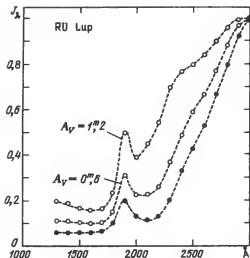


Рис. 13.16. Кривые относительных спектральных распределений потоков излучения в далеком ультрафиолете (3000–1300 Å) для RU Lup, звезды типа Т Тельца: черные кружки – наблюдения, светлые кружки – исправленные за эффект межзвездного покраснения при значениях A_V , равных $0^m,6$ и $1^m,2$ соответственно

Еще один пример теоретических спектральных кривых показан на рис. 13.15; здесь кривые рассчитаны для двух значений полного межзвездного поглощения — 2^m и 4^m на $\lambda_0 = 3300 \text{ Å}$. Там же нанесены результаты измерения для Т Тав. Хотя согласие наблюдений с теорией кажется удовлетворительным (по крайней мере качественно), все-таки остается не совсем ясным, в какой мере принятые высокие значения межзвездного поглощения могут быть приемлемыми для этой звезды, находящейся сравнительно недалеко от нас. С другой стороны, может быть межзвездное поглощение здесь и не при чем; ведь известна же связь этой звезды с крошечной газо-пылевой туманностью NGC 1555, и тогда, независимо от расстояния звезды от нас, можно иметь сколь угодно большое поглощение, в зависимости от плотности и размеров самой туманности. Это относится также к звезде V 380 Ori, связанной с туманностью NGC 1999, и к другим подобным звездам.

При более правильной постановке задачи следует исходить из определенного химического состава и формы частиц пыли в облаке, т.е. использовать функции $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ взаимной плазменной частоты ω_0 . А при сопоставлении наблюдений с теорией сперва необходимо осуществить разделение наблюдаемого потока на $\lambda \approx 3300 \text{ Å}$ по крайней мере на три составляющие: истинно звездного излучения, эмиссионный балмеровского континуума и переходного излучения. Учет этого фактора приводит к еще большему увеличению относительных потоков на $\sim 1800 \text{ Å}$ (см. рис. 13.12)

Излучательная способность среды при переходном излучении пропорциональна $n_e n_p$, где n_p и n_e — концентрации частиц пыли и быстрых электронов. Поэтому любые колебания в наблюдаемом потоке излучения следует связать с изменениями либо n_e , либо n_p . Изменения n_p в облаке с течением времени маловероятны, но изменение n_e может быть прямым следствием колебаний общей активности звезды, а также диффузии быстрых электронов из облака. Нечто подобное, по-видимому, имело место со звездой

V 380 Ori, у которой за шесть месяцев было отмечено изменение потока излучения в далеком ультрафиолете почти в два раза (см. рис. 13.12).

В 1979 г. были получены регистрограммы коротковолновых спектров еще для нескольких звезд типа Т Тельца — RU Lup, S CrA, AS 205, DR Tau, CoD-35°10525; на их линейчатых спектрах мы подробно остановились в гл. 11 (§ 17, а также рис. 11.12 и 11.13). Здесь же займемся, на основе того же материала, анализом их непрерывных спектров в ультрафиолете.

На рис. 13.16 показан наблюдаемый непрерывный спектр RU Lup в ультрафиолете (нижняя кривая); он был показан на рис. 11.13. Расстояние этой звезды оценивается в 150 пс, а по имеющимся данным межзвездная экстинкция находится в пределах $0,3 < A_V < 1,0$. Исправленные за влияние межзвездного покраснения распределения для двух значений $E(B - V)$ ($0^m,2$ и $0^m,4$) также показаны на рис. 13.16. Аналогичным образом были найдены кривые непрерывных спектров для звезд S CrA (рис. 13.17) и AS 205 (рис. 13.18). Как видим, во всех трех случаях общий характер непрерывных спектров в ультрафиолете (1300–3000 Å) оказался схожим: глубокий минимум около 2200 Å и заметный максимум около 1800 Å. Вместе с тем эти результаты перекликаются как с результатами для звезд, наблюдавшихся с помощью "ANS" (см. рис. 13.12), так и, что особо важно, с теоретическими кривыми переходного излучения (рис. 13.13 и 13.14).

Что касается остальных двух звезд типа Т Тельца — CoD-35°10525 и DR Tau, то в первом случае непрерывный фон в области короче 2200 Å отсутствует вовсе (рис. 11.12), а во втором, судя по отсутствию на зарегистрированном спектре (рис. 11.12) спада на 2200 Å, межзвездное поглощение почему-то не действует, и это обстоятельство ставит под сомнение надежность измерений (вернее, энергетической калибровки), по крайней мере в отношении этой звезды.

Резюмируя, можно сказать, что у рассмотренных выше звезд типа Т Тельца, по сути дела, было зафиксировано истинно нетепловое излучение в области $\lambda < 2000$ Å и что оно с большей вероятностью может быть отождествлено с переходным излучением, возникшим в результате электромагнитного взаимодействия быстрых электронов с частицами пыли в окружающих эти звезды газо-пылевых облаках. Сопутствующим процессом при этом будет неизбежный нагрев пылевых частиц, приводящий к появлению мощного излучения в инфракрасной области спектра. Именно в этом следует искать объяснение, как это было сделано в гл. 11, тех высоких инфракрасных экссессов, а по сути дела необычайно больших интегральных светимостей, от $10L_\odot$ до $1000L_\odot$, которые были обнаружены у многих звезд типа Т Тельца, в том числе у перечисленных выше.

Вопрос может быть поставлен иначе: коль скоро высокие светимости являются наблюдательным фактом, в свою очередь связываемым с нагревом пылинок в результате прохождения через них заряженных частиц высокой энергии, то выделение переходного излучения будет неизбежным. Весь вопрос заключается в том, будет ли это излучение достаточным для его обнаружения. Имеющиеся наблюдательные данные для области далекого ультрафиолета звезд типа Т Тельца позволяют дать положительный ответ.

Вопрос о возможной роли переходного излучения в астрофизике обсуждался неоднократно. Однако достоверных фактов для однозначного ответа

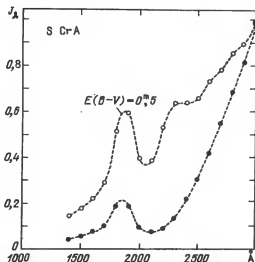


Рис. 13.17. Наблюдаемое распределение излучения в непрерывном спектре S CrA, звезды типа Т Тельца, в ультрафиолете (1400–3000 Å). Верхняя кривая – исправленное за эффект межзвездной экстинкции распределение при $E(B - V) = 0.5$

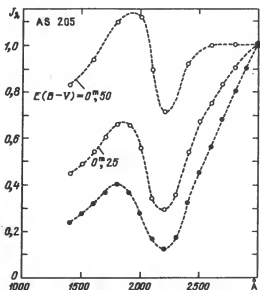


Рис. 13.18. Наблюдаемые (нижняя кривая) и исправленные за влияние межзвездного покраснения (при $E(B - V) = 0.25$ и 0.50 соответственно) распределения энергии в непрерывном спектре звезды AS 205 (см. рис 11.12)

на поставленный вопрос по сути дела мы не имели. Если сделанные выше выводы, касающиеся природы коротковолнового излучения звезд типа Т Тельца, объектов типа Хербига — Аро, весьма возможно кометарных туманностей (на них мы здесь не останавливаемся) будут подтверждены в дальнейшем, то тем самым мы получим, вероятно, первое убедительное доказательство возможности генерации переходного излучения в небесных объектах вообще.

16. Заключение

Энергетический выход переходного излучения на один электронный акт взаимодействия электрона с веществом, как было показано, крайне мал, и этого обстоятельства как будто достаточно, чтобы поставить под сомнение его астрофизическое значение. Но в астрофизике не раз возникали ситуации, когда малая эффективность того или иного физического явления в своем элементарном проявлении компенсируется невообразимым количеством самих взаимодействий. Классическим примером может служить история с запрещенными спектральными линиями, вероятность возникновения которых в миллионы раз меньше вероятности возбуждения обычной (разрешенной) линии, и, казалось бы, этого достаточно для утраты интереса к запрещенным линиям. Но вскоре выяснилось, что это не так, и в наше время совершенно невозможно представить, например, теорию газовых туманностей и теорию солнечной короны без запрещенных линий.

Вообще заметна тенденция: каждый раз, когда теоретическая физика открывает или предсказывает новый вид излучения, рано или поздно оно находит свой аналог в астрофизических объектах. В качестве примера можно указать на последнее по времени событие: открытие космических мазерных источников; есть даже список, чуть ли не каталог, таких источников. Если возвести эту тенденцию в ранг закономерности, то оспаривать место переходного излучения в астрофизике будет трудно. Это утверждение, однако, не снимает требования обоснования и аргументирования в каждом отдельном случае.

Применение переходного излучения в астрофизике не вызывает сомнений. Однако оно носит избирательный характер при выборе как подходящих объектов, так и диапазона электромагнитных колебаний.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

1. Открытие радиоизлучения вспыхивающих звезд

Интенсивность мощных солнечных вспышек в радиочастотах, регистрируемая на Земле, порядка $10^{-19} - 10^{-20} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$, в отдельных случаях $10^{-18} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ и крайне редко $10^{-15} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ в метровом диапазоне длин волн. Если радиовспышка такой мощности могла бы произойти у звезды, находящейся от нас на расстоянии 2–3 парсека, то интенсивность ее радиоэнергии на Земле была бы порядка $10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Эта величина уже к шестидесятым годам находилась в пределах чувствительности приемных устройств, используемых в радиоастрономии.

Весь вопрос заключается в том, существуют ли в окрестностях Солнца звезды, способные к генерации таких радиоволн? Наиболее вероятными кандидатами могут быть, очевидно, нестационарные объекты, в первую очередь — вспыхивающие звезды. В последнем случае шансы должны были быть особенно велики, если иметь в виду, что вспышка звезд в оптическом диапазоне сама по себе есть явление необычное.

Эти соображения легли в основу той большой работы, которая была начата еще в 1958 г. под руководством Ловелла в радиоастрономической лаборатории Джодрелл Бэнк (Англия) с целью обнаружения радиоизлучения у вспыхивающих звезд [1].

Наблюдения проводились в основном с помощью 75-метровой параболической антенны в метровом диапазоне длин волн, в первое время в режиме постоянного слежения за данной вспыхивающей звездой и постоянного сравнения с радиофоном. В качестве объекта наблюдений была выбрана вначале UV Cet, затем еще четыре вспыхивающие звезды: YZ CMi, EQ Peg, AD Leo, BD + 43° 4305.

Первая радиовспышка UV Cet была обнаружена 29 сентября 1958 г. За период с 29 сентября 1958 г. по 14 апреля 1960 г. было проведено 474 часа активных наблюдений, из них 213 часов только за UV Cet. За это время было надежно зафиксировано шесть радиовспышек UV Cet и по одной вспышке у остальных звезд. Средний интервал между двумя последовательными вспышками UV Cet составил 35 часов, т.е. оказался примерно таким же, что и известные, по крайней мере в то время, промежутки между оптическими вспышками этой звезды в V-лучах. Это дало основание предположить, что каждая оптическая вспышка, вероятно, сопровождается радиовспышкой.

Средний уровень потока от этих радиовспышек оказался порядка $6 \cdot 10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Много это или мало? Ловелл приводит такое сравнение: если UV Cet была бы на месте Солнца, то в течение вспышки с оптической амплитудой $\sim 0^m,5$ мощность радиосигнала, приходящего

на Землю, составила бы около 10^{-14} Вт·м⁻²·Гц⁻¹. Поскольку радиус UV Cet равен $0,08 R_{\odot}$, эффективная яркостная температура такого радионзлучения будет $\sim 10^{15}$ К — в 100 раз больше эффективной температуры самого мощного радиовозмущения Солнца и в 10^7 раз больше температуры "обычных" мощных радиовспышек Солнца.

Однако для надежного отождествления радиовспышек и их уверенного выделения среди помех и радишумов необходимы одновременные наблюдения в радио- и оптических частотах. После первых успехов была составлена программа таких координированных наблюдений. В работе участвовали радиоастрономическая лаборатория Джодрелл Бэнк, Смитсоннианская, Крымская, Бюраканская, Одесская, Абастуманская астрономические обсерватории — в северном полушарии неба, а также радиоцентр в Парксе (Австралия) в сочетании с оптическими наблюдениями — в южном полушарии. Для этой цели были использованы также установленные в разных местах земного шара камеры Бейкера — Нанна. Одновременные наблюдения начались в 1960 г.

2. Одновременные радио- и оптические наблюдения вспыхивающих звезд

Уже за период одновременных радио- и оптических наблюдений в 1960—1961 гг. были получены результаты [2], не оставляющие сомнений в радионзлучательной способности вспыхивающих звезд. За этот период радиотелескоп, настроенный на частоту 240 МГц (1,25 м) следил за вспыхивающими звездами (UV Cet, YZ CMi и AD Leo) 727 часов, оптические камеры фотографировали 216 часов, а общая длительность одновременных радио- и оптических наблюдений составляла 166 часов. В результате хотя

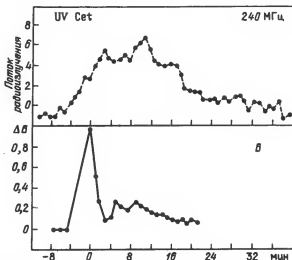


Рис. 14.1. Усредненная фотоэлектрическая запись (нижний график) трех вспышек UV Cet, сопровождающаяся радиозаписью на длине волны $1,25 \text{ м} = 240 \text{ МГц}$ (13, 16 и 19 октября 1963 г.)

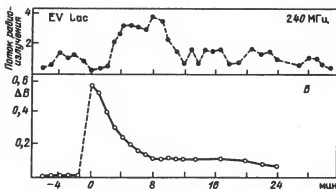


Рис. 14.2. Одновременные радио-(240 МГц) и оптические (в B -лучах) наблюдения одной вспышки EV Lac (7. VIII. 61)

и не была обнаружена ни одна сильная вспышка, но были зарегистрированы 23 слабые вспышки с амплитудой меньше одной звездной величины. Средняя оптическая амплитуда этих вспышек была $0^m,4$ а средний рост радиоэмиссии — 1,8 Ян (Ян — единица радиопотока, равная 10^{-26} Вт·м $^{-2}$ ·Гц $^{-1}$). Следовательно, средний рост радиоэмиссии на единицу оптической эмиссии — амплитуду вспышки $\Delta V = 1^m$ — составлял 4,7 Ян.

Результаты, полученные из этой серии наблюдений, позволили сделать следующие выводы:

- а) радиовспышка начинается раньше оптической;
- б) продолжительность радиовспышки несколько больше продолжительности оптической вспышки.

Усредненные кривые для трех вспышек UV Cet, имевших место 13, 16 и 19 октября 1963 г., приведены на рис. 14.1 Амплитуда оптических вспышек по электрофотометрическим измерениям Крымской обсерватории при этом составляла $\sim 1^m$, а амплитуда радиовспышек — около 6 Ян (на частоте 240 МГц); это дает для роста радиоэмиссии величину 6 Ян на 1^m оптической амплитуды вспышки. На рис. 14.2 приведены аналогичные кривые одной вспышки EV Lac 8 августа 1961 г. [3]. Амплитуда оптической вспышки была $0^m,6$, а в радиодиапазоне — 4 Ян, что дает для роста радиоэмиссии 6,6 Ян на 1^m оптической амплитуды в B -лучах.

Другой пример одновременных радио- и оптических наблюдений показан на рис. 14.3 (вспышка UV Cet, 19.IX.63). Хотя оптические наблюдения этой вспышки не внушают доверия (они основаны на глазомерных оценках), тем не менее сами наблюдения представляют определенный интерес. Во-первых, продолжительность радиовспышки в этом случае значительно превышает продолжительность оптической вспышки. Во-вторых, в этом случае хотя и трудно говорить о моменте наступления максимума радиовспышки, но заметен его ровный и протяженный характер (такая же картина наблюдается и в случае радиовспышки EV Lac на рис. 14.2).

На этих примерах выявляется еще одно свойство радиовспышек: максимум радиовспышки наступает позже максимума оптической вспышки.

В 1963 г. в Джодрелл Бзик начались наблюдения вспыхивающих звезд одновременно на двух радиочастотах — 240 МГц (1,25 м) и 408 МГц (0,735 м). Такие наблюдения представляют определенный интерес для выявления зависимости интенсивности радиоизлучения от частоты, что имеет непосредственное отношение к механизму генерации радиоизлучения.

Уже первые наблюдения оправдали эти ожидания. На рис. 14.4 приведены световые кривые радио- (в двух частотах) и оптических вспышек UV Cet (25.X.63) [4]. Запаздывание максимума радиовспышки здесь наблюдается весьма четко. Более того, выявляется еще одно свойство радиовспышки: запаздывание тем больше, чем меньше частота. В данном случае оно составило 2 мин на 408 МГц и 3 мин на 240 МГц. Наблюдения этой вспышки позволили впервые вывести характер зависимости радиоизлучения от частоты (по крайней мере в интервале частот 240—408 МГц); частотный спектр в данном случае имеет вид $\nu^{-0,8}$.

На рис. 14.5 показан другой пример — одновременная регистрация радиовспышек YZ CMi (8.II.64) на двух частотах [4]. Запаздывание максимумов радиовспышек по отношению к максимуму оптической вспышки составляет 1,5 минуты и 2,5 минуты на частотах 240 МГц и 408 МГц соответственно. Частотный спектр имеет наклон $\nu^{-0,5}$.

Представляют особый интерес результаты одновременных радио- и оптических наблюдений одной исключительно мощной вспышки YZ CMi, имевшей место 19 января 1969 г. Световые кривые этой вспышки в V-лучах и в двух частотах радиодиапазона приведены на рис. 14.6 [5—6]. Максимальная амплитуда была зафиксирована только в визуальных лучах

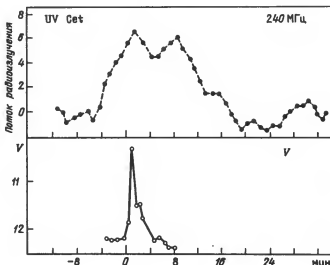


Рис. 14.3. Одновременные радио- и оптические (в V-лучах) наблюдения вспышки UV Cet (19. IX. 1963)

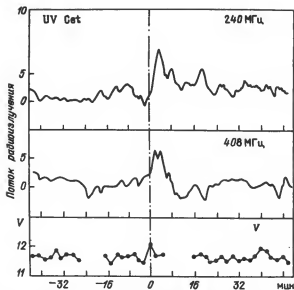


Рис. 14.4. Вспышка UV Cet 25.X.63. Одновременные записи на двух радиоволнах (1,25 м и 0,735 м) и в оптическом диапазоне (в V-лучах)

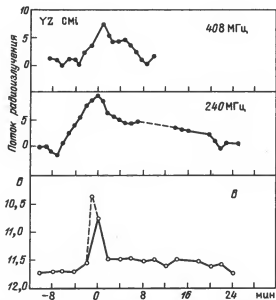


Рис. 14.5. Вспышка YZ CMi 8.II.64. Одновременные наблюдения на двух радиоволнах (0,735 и 1,25 м) и в оптическом диапазоне (в B-лучах)

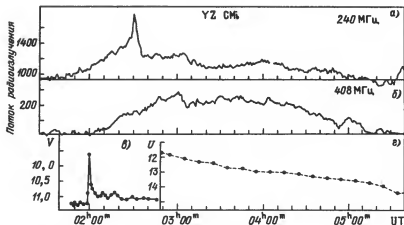


Рис. 14.6. Мощная вспышка YZ CMi 19.1.69. Одновременные наблюдения в радиочастотах 240 МГц (а) и 408 МГц (б) и в оптических лучах V и U (кривые в и г)

и равна $\Delta V = 1^m,7$ чему соответствует $\Delta B \approx 3^m,7$ и $\Delta U \approx 6^m,6$ (см. рис. 6.3). Максимальный поток на частоте 240 МГц оказался 18 Ян. И здесь наблюдается, причем в более резко выраженной форме, эффект запаздывания максимума в радионизлучении; оно составляет ~ 15 мин на $\lambda = 1,25$ м и почти час на $\lambda = 0,735$ м. Радиовспышка на $\lambda = 1,25$ м также началась примерно на 15 мин раньше оптической. Наконец, обращает на себя внимание большая продолжительность — более 1,5 часа — радиовспышек в состоянии максимума ("пологий максимум"), хотя оптическая вспышка в это время монотонно затухала.

Во время этой вспышки был обнаружен факт непостоянства спектрального индекса n , характеризующего распределение энергий в радиопотоке в интервале частот 240–408 МГц ($J_\nu \sim \nu^{-n}$). В начале вспышки n оказался большим — около 4–5, затем уменьшился, достигнув примерно единицы в максимуме вспышки, потом опять возрос. В среднем $1 < n < 2,5$. Вообще изменения n в течение вспышки характерны почти для всех вспышек.

Что радиовспышка на длинных волнах появляется значительно раньше, чем на коротких, а эти последние — раньше оптической, можно проиллюстрировать на примере одной вспышки AD Leo (12 A), световые кривые которой показаны на рис. 14.7. Здесь первые признаки повышения уровня радионизлучения можно заметить почти за час на частоте 196 МГц и за 40 минут на 318 МГц до момента появления оптической вспышки. Потоки радионизлучения на обеих частотах продолжают расти после момента достижения максимума оптической вспышки вплоть до момента выхода звезды из поля зрения радиотелескопа Аресибо (оптические наблюдения были проведены на телескопах обсерватории Мак-Дональд) [7].

Наряду с перечисленными примерами бывают случаи, когда налицо большая разница в морфологии вспышек в разных радиочастотах. В этом легко убедиться, обратясь к световым кривым в радио- и оптическом диапазонах одной из мощнейших вспышек AD Leo, имевшей место

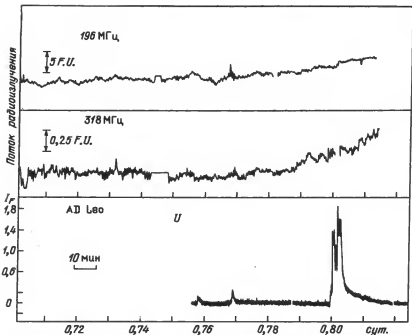


Рис. 14.7. Вспышка звезды AD Leo 1.II.74. (вспышка 12 A). Одновременные наблюдения в двух радиочастотах (196 МГц и 318 МГц) и в оптическом диапазоне (в U-лучах). Радионизлучение продолжало еще расти после окончания оптической вспышки

16 февраля 1974 г. (рис. 14.8) [7], амплитуда вспышки в U-лучах достигла рекордной для этой звезды величины: $5^m,4$. Здесь картина на 196 МГц в общем-то аналогична уже описанной выше: радиовспышка начинается раньше оптической (примерно на 2 минуты) и максимум наступает значительно позднее момента максимума оптической вспышки. Но положение меняется на частоте 318 МГц; здесь отмечается лишь появление довольно сильных, но очень кратковременных всплесков, по моменту появления точно совпадающих с максимумом оптической вспышки, и еще 2–3 таких же всплеска в период быстрого спада оптической вспышки. Иначе говоря, общее повышение уровня радионизлучения, а тем более запоздалый максимум на этой частоте не наблюдаются.

Уникальными в своем роде являются записи радиовспышки (рис. 14.9), полученные во время одной оптической вспышки Wolf 424 30 января 1974 г. (вспышка 8C) [7]. Поведение общего уровня радионизлучения на частотах 318 МГц и 196 МГц в общем почти такое же, как и в предыдущем случае (рис. 14.8). Характерной особенностью рассмотренной вспышки является появление — спустя примерно 3 минуты после максимума оптической вспышки — резкой, но сравнительно непродолжительной (~ 20 с) локальной радиовспышки сразу на обеих частотах, причем со-

вершено без сопровождения аналогичной локальной вспышкой в оптическом диапазоне.

Этот случай наталкивает нас на мысль о принципиальной возможности радиовспышек без сопровождающих их оптических вспышек. Сам Ловелл, например, считает [21], что реальная частота слабых радиовспышек должна быть существенно выше, чем регистрируемая, и что подавляющая часть таких радиовспышек не сопровождается оптическими вспышками. Иначе говоря, существует некий порог вспышечной активности, ниже которого вспышка не будет обнаружена средствами оптической астрономии.

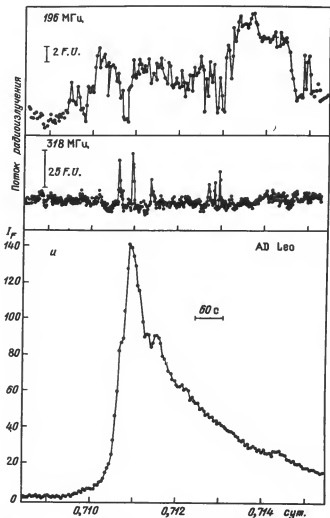


Рис. 14.8. Очень мощная вспышка AD Leo 16.11.74. Одновременные записи радионизлучения в двух частотах (196 МГц и 318 МГц) и в оптическом диапазоне (u -фильтр). F.U. — единица потока радионизлучения, равная 10^{-26} Вт \cdot м $^{-2}$ \cdot Гц $^{-1}$.

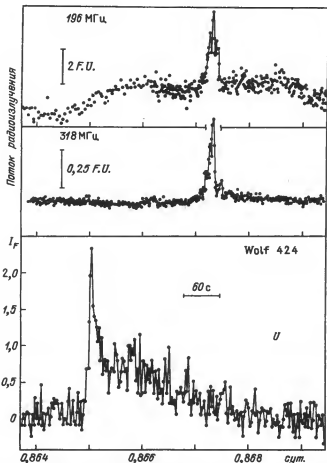


Рис. 14.9. Вспышка Wolf 424 30.I.74: (вспышка 8 C). Одновременная запись радиоизлучения на двух радиочастотах (196 МГц и 318 МГц) и в U -лучах. Случай появления радиовсплесков (в момент около +0,867 JD) без оптического сопровождения вспышки

По сути дела радиоастрономические методы являются единственным средством для детектирования крайне слабых вспышек. Весь вопрос заключается в том, что такие радиовспышки очень трудно отличить от обычных радиопомех.

3. Кратковременные радиовспышки

При всей важности и целесообразности ведения радионаблюдений вспышек звезд с оптическим сопровождением следует признать, что последнее по многим причинам не всегда удастся осуществить. Поэтому самостоятельные радионаблюдения над вспыхивающими звездами так или иначе придется вести. При этом, очевидно, нужно будет предпринять спе-

циальные меры во избежание ложной идентификации радиопомех с актами вспышек.

Серия подобных наблюдений была проведена с помощью радиотелескопа Аресибо в метровом диапазоне радиоволн (196 МГц, 318 МГц и 430 МГц) в отношении вспыхивающих звезд YZ CMi, AD Leo, Wolf 424 и V 371 Ori [8]. Каждая из этих звезд патрулировалась радиотелескопом в общем-то не очень долго — от 10 до 30 часов суммарного времени. За это время у каждой из этих звезд (за исключением V 371 Ori) было зарегистрировано от одного до 11 актов вспышек. Более подробные данные об этой серии наблюдений представлены в табл. 14.1.

Самая высокая частота вспышек на 318 МГц была отмечена у YZ CMi; она оказалась равной $0,42 \text{ вспышки} \cdot \text{ч}^{-1}$, что почти в точности совпадает с частотой оптических вспышек этой звезды в U -лучах (см. табл. 1.3). Такая же картина наблюдается и у AD Leo, частота радиовспышек которой (на 318 МГц) немногим ниже частоты оптических вспышек этой звезды. Но на 430 МГц частоты вспышек у обеих звезд оказались в несколько раз меньше частоты оптических вспышек. Это расхождение еще больше — от 4 до 10 раз — в случае Wolf 424, у которой частота оптических вспышек в U -лучах в среднем порядка 1 вспышки $\cdot \text{ч}^{-1}$ (табл. 1.3).

Заметим, что для звезды UV Cet Ловелл [10] нашел для частоты радиовспышек силой в несколько Ян в среднем $0,03 \text{ вспышки} \cdot \text{ч}^{-1}$ (на 240 МГц), что намного, почти на два порядка, меньше частоты вспышек

Таблица 14.1. Данные о радионаблюдениях четырех вспыхивающих звезд типа UV Cet

Звезда	318 МГц		
	Суммарное время наблюдений (ч)	Число зарегистрированных радиовспышек	Частота радиовспышек (всп $\cdot \text{ч}^{-1}$)
YZ CMi	25,9	11	0,42
AD Leo	26,8	5	0,19
Wolf 424	10,9	1	0,09
V 371 Ori	12,5	0	

Таблица 14.1 (окончание)

Звезда	430 МГц		
	Суммарное время наблюдений (ч)	Число зарегистрированных радиовспышек	Частота радиовспышек (всп $\cdot \text{ч}^{-1}$)
YZ CMi	13,6	1	0,074
AD Leo	30,6	3	0,10
Wolf 424	19,2	5	0,26
V 371 Ori	0		

этой звезды в U -лучах. Но следует иметь в виду, что эта оценка относится все-таки к очень мощным радиовспышкам, сопровождаемым также очень мощными оптическими вспышками. Поэтому сделанное сопоставление еще ни о чем не говорит.

Что касается звезды V 371 Ori, то ее первая, причем достаточно мощная радиовспышка была зарегистрирована (на частоте 410 МГц) 30 ноября 1962 г. [9]. В данном случае за 12,5 часа патрулирования на 318 МГц не было зарегистрировано ни одной вспышки.

Средняя продолжительность радиовспышек (в секундах) в этой серии наблюдений оказалась равной:

	196 МГц	318 МГц	430 МГц
YZ CMi	73	23	15
AD Leo	—	12	18
Wolf 424	20	15	11

Как видим, эти продолжительности невелики — меньше минуты и во всяком случае значительно меньше продолжительности оптических вспышек достаточной силы. Есть основание полагать, что эти радиовспышки не сопровождаются типичными оптическими вспышками; в лучшем случае они могут сопровождаться оптическими всплесками — вспышками с продолжительностью меньше десяти секунд.

Заметим, кстати, что полученные продолжительности радиовспышек подчиняются обнаруженной выше закономерности: продолжительность радиовспышек увеличивается при переходе от коротких волн к длинным. Что касается средних амплитуд (мощности) радиовспышек, то они оказались в пределах 0,2 — 8 Ян для этих звезд, а спектральный индекс n оказался в пределах от 1,4 до 4,3, в среднем 2,5.

Другая серия радионаблюдений с помощью того же радиотелескопа (Ареснбо) 22 вспыхивающих звезд была проведена Спэнглером [11] на частоте 430 МГц и без оптического сопровождения. Найденные радиопотоки для подавляющего числа этих звезд оказались меньше 0,12 Ян, а для четырех из них — AD Leo, L 1113 — 55, CN Leo и Ross 867 — в пределах 0,30 — 0,70 Ян (в спокойном состоянии звезды). Были оценены также линейные размеры этих радиоисточников: они оказались порядка двух минут дуги (!) и даже больше. Эта оценка представляется в высшей степени сомнительной, ибо в этом случае размер радиоисточника получается в миллион раз превышающим размер самой звезды (при ее расстоянии от нас в 5 пс). Между тем на записях радиоизлучения можно заметить реальные изменения радиопотока, происходящие в течение одной-двух секунд, что дает для характерного размера излучающей среды величину порядка размера самой звезды.

Высказанное сомнение вскоре получило подтверждение специальными радионтерферометрическими наблюдениями, проведенными на частотах 2695 МГц и 8085 МГц в отношении двух из этих звезд — AD Leo и CN Leo [20]. Оказывается, вблизи этих звезд действительно существуют радиоисточники, но они не связаны с самими вспыхивающими звездами AD Leo и CN Leo. Радиоисточник, например, около AD Leo оказался классической двойной системой — двойной радиоисточник — с размерами $5'' \times 4''$ и $7'' \times 6''$ (с точностью $\pm 1''$). Радиоисточник же около CN Leo оказал-

ся обычным точечным источником с диаметром даже меньше $1''$ и вместе с тем не показывающим большого собственного движения.

Еще одна серия радионаблюдений с помощью радиотелескопа Аресибо ставила целью обнаружить возможные колебания (даже периодические) в радиоизлучательной способности отдельных вспыхивающих звезд. Основанием постановки подобной задачи послужила предположительная роль пятен на этих звездах при генерации вспышек вообще. Эти наблюдения, проведенные на частоте 430 МГц в отношении звезд EQ Peg, YZ CMi и AD Leo, дали отрицательный результат [12]: в пределах радиопотоков от 0,009–0,018 до 0,05 Ян колебания радиопотоков у этих звезд не были обнаружены.

В одном случае были проведены поляриметрические измерения радиоизлучения вспыхивающих звезд. Это было сделано во время одной мощной вспышки YZ CMi, имевшей место 1 апреля 1974 г., когда было зарегистрировано радиоизлучение на максимуме вспышки в размере 0,52 Ян (на 430 МГц) [13]. При этом радиоизлучение оказалось кругополяризованным на 56% в максимуме и на 92% в конце вспышки. Была обнаружена также линейная поляризация в максимуме вспышки в размере 21%. Эти факты явно говорят о синхротронной природе радиоизлучения у вспыхивающих звезд.

4. Зависимость радиоизлучения от амплитуды оптической вспышки

Имеющиеся немногочисленные данные не свидетельствуют о существовании четкой зависимости между мощностью (потоком) радиоизлучения на максимуме вспышки и амплитудой оптической вспышки. Можно лишь говорить о существовании некоей тенденции увеличения абсолютной мощности радиоизлучения с увеличением амплитуды оптической вспышки ΔU .

Этот вопрос, по-видимому, нуждается в более обстоятельном анализе. Ряд факторов — резкое отличие друг от друга световых кривых в радио- и оптическом диапазонах, наличие протяженного плоского максимума в случае радиовспышек, большая продолжительность радиовспышек по сравнению с продолжительностью оптической вспышки и пр. — делают простое сравнение только амплитуд вспышек в обоих диапазонах неубедительным. По-видимому, правильнее будет сопоставить между собой интегрированные по всей световой кривой полные энергии для обоих диапазонов — радио- и оптического.

Мы ограничимся, однако, рассмотрением следующей задачи: как ведет себя отношение потоков радио- и оптического излучений вспышек в зависимости от ΔU ?

Обозначим через ΔS поток радиоизлучения на заданной частоте в максимуме вспышки, а через I_U — поток вспышки в U -лучах в единицах излучения невозмущенной звезды, т.е.

$$I_U = 10^{0,4 \Delta U} - 1. \quad (14.1)$$

Отношение $\Delta S/I_U$, оказывается, не только не постоянно при всевозможных значениях ΔU , но и меняется в зависимости от величины ΔU довольно своеобразно.

В табл. 14.2 собраны почти все известные нам случаи (по данным до 1976 г.) одновременных измерений потоков радио- (ΔS) и оптических (ΔU) вспышек для вспыхивающих звезд UV Cet, EV Lac, YZ CMi, AD Leo и Wolf 424. Значения ΔS относятся к частоте 240 МГц — в случае первых шести вспышек, и к частоте 196 МГц — в остальных. Очевидно, при более строгой постановке задачи следовало бы либо ограничиться одной частотой (в ущерб статистике), либо же перейти к единой частоте. Но ненадежность определения спектрального индекса n в каждом отдельном случае делает такой переход настолько неуверенным, что лучше обойтись без этого.

По данным табл. 14.2 построен график зависимости $\lg (\Delta S/I_U)$ от ΔU ; он показан на рис. 14.10. Вопреки ожиданиям, все точки наблюдений оказались расположенными вдоль определенной кривой, дающей эмпиричес-

Таблица 14.2. Отношение потока радиоизлучения ΔS (на 196 или 240 МГц) к относительному потоку оптической вспышки I_U (в U -лучах) для ряда вспышек звезд типа UV Cet

Звезда	Дата или номер вспышки	ΔU	ΔS , Ян	$\Delta S/I_U$	Литература
UV Cet	13.X.63	3 ^m 3	6	0,30	1
"	19.IX. 63	6,0	6	0,024	2
"	25.X.63	2,7	8	0,73	3
EV Lac	7.VIII.61	2,5	4	0,45	2
YZ CMi	8.II.64	3,2	10	0,56	3
"	19.IX.69	6,6	18	0,04	4
"	3	0,7	2,5	2,8	5
"	2	0,44	(3,0)	5,0	5
"	5	0,50	(1,5)	2,6	5
"	7	0,10	(1,2)	12,0	5
"	9C	0,29	(10,0)	33,0	5
"	9D	0,29	(2,4)	8,0	5
AD Leo	2	0,10	1,85	18,5	5
"	3	0,20	1,90	9,5	5
"	10A	0,20	20	100	5
"	12A	0,20	1,8	9	5
"	12B	0,30	4,5	14	5
"	12C	1,15	5,03:	2,6:	5
"	14	5,4	12,5	0,09	5
Wolf 424	8C	1,30	3,94	1,70	5
"	8E	1,20	1,80	0,90	5
"	11B	1,51	2,30	0,74	5
"	12	0,2 (?)	6,40	32	5
"	15	0,85	1,78	1,47	5
"	16	0,20	1,80	9	5

1. Lovell and Chugainov. — Nature, 1964, v. 203, p. 1213.

2. Lovell. — Obs., 1964, v. 84, p. 191.

3. Lovell et al. — Nature, 1964, v. 201, p. 1013.

4. Lovell. — Nature, 1969, v. 222, p. 1126.

5. Lovell. — Nature, 1970, v. 240, p. 816.

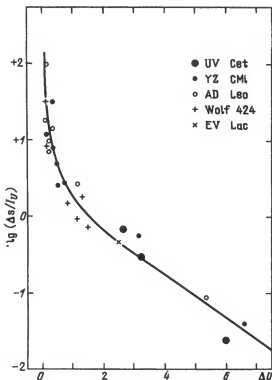


Рис. 14.10. Эмпирическая зависимость между отношением радиопотока (ΔS , на частоте ~ 200 МГц) и ростом оптического излучения в U -лучах (I_U) в максимуме вспышки от амплитуды вспышки ΔU для группы вспыхивающих звезд типа UV Cet

кую зависимость $\Delta S/I_U$ от ΔU . Заметим, что рассеяние точек вокруг этой кривой сравнительно небольшое, несмотря на то, что абсолютные светимости звезд, использованные при построении этого графика, отличаются друг от друга на два порядка (от UV Cet до AD Leo).

Что означает найденная зависимость $\Delta S/I_U$ от ΔU и вообще, что она может дать для теории? Мы сейчас не можем ответить на этот вопрос, отметим лишь, что непосредственно из этой кривой можно вывести эмпирическую зависимость между ΔS и ΔU , что можно использовать для среднестатистической оценки величины ΔS , если будет известно из наблюдений ΔU . Эту зависимость можно представить следующей формулой (для ~ 200 МГц):

$$\Delta S = 2,37 + 0,40 \Delta U + 0,32(\Delta U)^2. \quad (14.2)$$

Эта формула применима для значений $\Delta U > 0^m 5$. Вообще-то характер кривой на рис. 14.10 в области $0^m < \Delta U < 0^m 5$ весьма неопределен и во многом зависит от точности измерения ΔU .

5. Основные свойства радиоизлучения вспыхивающих звезд

Можно выделить следующие наиболее существенные свойства радиоизлучения вспыхивающих звезд:

1. Абсолютные потоки излучения в радиочастотах (200–400 МГц), зарегистрированные в момент максимума вспышек звезд типа UV Cet, рассеянных в окрестностях Солнца, порядка 2 – 10 Ян.

2. Радиовспышка начинается раньше оптической, причем тем раньше, чем меньше радиочастота.

3. Максимум радиовспышки наступает на несколько минут позже максимума оптической вспышки. Запоздывание моментов максимума тем больше, чем меньше частота.

4. Длительность радиовспышки, как правило, превышает (ниогда в несколько раз) длительность оптической вспышки.

5. Рост и спад кривых изменения радиопотока во время вспышки происходит медленнее, чем в случае световых кривых оптических вспышек. Часто максимум радиовспышек бывает пологим и протяженным.

6. Частотная зависимость потока излучения в радиодиапазоне может быть представлена (приблизительно) в виде ν^{-n} , где спектральный индекс n меняется не только от вспышки к вспышке, но и в течение данной вспышки. Величина n колеблется в пределах от 0,5 до 4 и даже больше.

7. Частота радиовспышек того же порядка, что и частота оптических вспышек (в U -лучах). Эта оценка весьма осторожна: есть основание полагать, что радиовспышки случаются гораздо чаще, нежели оптические. Каждая оптическая вспышка сопровождается радиовспышкой, но обратное может и не иметь места.

8. Существует определенная зависимость между потоком радиоизлучения и амплитудой оптической вспышки в U -лучах (рис. 14.10 и формула (14.2)).

9. Радиоизлучение вспыхивающих звезд сильно поляризовано.

10. В спокойном состоянии вспыхивающей звезды радиоизлучение либо отсутствует, либо поддерживается на постоянном уровне без заметных колебаний.

6. Природа радиоизлучения вспыхивающих звезд

Линейные размеры и расстояния вспыхивающих звезд нам известны. Теперь можно определить эффективные яркостные температуры, соответствующие зарегистрированным во время вспышек радиопотокам. Оказывается, при отдельных вспышках UV Cet на частоте 240 МГц эффективная яркостная температура достигает 10^{15} К. Для V 371 Ori, например, соответствующие значения яркостных температур составляли: на частоте 1410 МГц – 10^{13} К, на 410 МГц – 10^{16} К, а на 19,5 МГц – 10^{21} К.

Из приведенных данных следует, что природа радиоизлучения вспыхивающих звезд должна быть нетепловая. Исходя из этого, а также из характера частотной зависимости радиопотока, Ловелл [3], Сли и др. [9] приходят к выводу, что радиоизлучение вспыхивающих звезд должно быть синхротронного происхождения.

Еще поразительнее выявляется исключительность явления радиоизлучения вспыхивающих звезд, когда проводится сравнение с Солнцем. Мы

Таблица 14.3. Отношение потоков оптического ($E_{ор}$) и радио- (E_R) излучений для вспыхивающих звезд типа UV Cet и для Солнца

Звезда,	Расстояние, пс	Поток оптического излучения $E_{ор}$, Дж	Поток радиоизлучения E_R , Дж	$\frac{E_{ор}}{E_R}$
UV Cet	2,7	$4,3 \cdot 10^{24}$	$4,3 \cdot 10^{23}$	100
V 371 Ori	15,2	$1,0 \cdot 10^{26}$	$1,0 \cdot 10^{24}$	100
EV Lac	5,1	$1,5 \cdot 10^{26}$	$7,4 \cdot 10^{23}$	2000
YZ CMi	6,0	$2,6 \cdot 10^{25}$	$3,3 \cdot 10^{23}$	770
Солнце	—	10^{23}	10^{18}	100000

имеем в виду, в частности, поведение отношения оптического потока $E_{ор}$ к радиопотоку E_R при переходе от Солнца к вспыхивающим звездам. Такое сравнение выполнено Ловеллом [3]; результаты представлены в табл. 14.3. В ней приведены потоки оптического излучения $E_{ор}$ при вспышках с амплитудой $0,6 - 1^m$, потоки радиоизлучения E_R (на частоте 240 МГц) и отношение оптического потока к радиопотоку $E_{ор}/E_R$.

Как следует из данных этой таблицы, оптическая энергия вспыхивающих звезд относится к ее радиозергии в среднем как 1 к 100, а для Солнца — как 1 к 100 000. Отсюда следует, что вспыхивающие звезды генерируют в 1000 раз больше радиозергии на единицу оптической энергии, чем Солнце.

Из приведенных данных следует также, что абсолютная излучательная способность вспыхивающих звезд в радиочастотах (с учетом их размеров) в $10^4 - 10^6$ раз больше радиоизлучательной способности Солнца.

Итак, мощность радиоизлучения при "нормальных" вспышках вспыхивающих звезд значительно превышает мощность радиоизлучения Солнца при самых сильных вспышках. Вместе с тем давно известно, что радиоизлучение возмущенного Солнца имеет в подавляющем числе случаев нетепловую природу. Поэтому к сделанному выводу о нетепловой природе радиоизлучения вспыхивающих звезд можно отнестись с доверием.

Однако предположение Слн и других о том, что радиоизлучение вспыхивающих звезд является синхротронным и вызвано релятивистскими электронами со степенным энергетическим спектром ($\sim E^{-\gamma}$), кажется сомнительным. Для объяснения наблюдаемого потока радиоизлучения необходимо допустить чрезвычайно высокую концентрацию релятивистских электронов в атмосферах этих звезд, что неизбежно приведет к синхротронному самопоглощению [14]. При очень высоких концентрациях релятивистских электронов и очень малых линейных размерах излучающего объекта, какими являются вспыхивающие звезды, радиоизлучение практически будет исходить только из тонкого поверхностного слоя, а поток радиоизлучения может оказаться значительно ниже наблюдаемого предела.

Исходя из этого был выдвинут другой механизм генерации радиоизлучения вспыхивающих звезд, а именно — стимулированное излучение или отрицательное поглощение при синхротронном излучении [14, 15]. Интенсивность радиоизлучения J_ν слоя толщиной l дается при этом следую-

щим соотношением:

$$J_\nu = \frac{12\pi E}{c^2} \nu^2 (1 - e^{-S_\nu t}), \quad (14.3)$$

где S_ν — коэффициент синхротронного поглощения, приблизительно равный

$$S_\nu = C n_e \frac{H_1}{E} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3}, \quad (14.4)$$

C — некоторая постоянная, H_1 — напряженность магнитного поля, E — энергия релятивистского электрона.

Как показывают вычисления, в определенных случаях наблюдаемые интенсивности радиоизлучения вспыхивающих звезд можно количественно объяснить стимулированным радиоизлучением моноэнергетического потока релятивистских электронов с энергией $E = 2 \cdot 10^7$ эВ и концентрацией $n_e = 10^6$ см⁻³ в магнитном поле $H = 1$ Э.

Заметим, что найденные значения E , n_e и H , а также тип энергетического спектра электронов (моноэнергетический) не противоречат тому, что мы имели в нашей основной схеме вспыхивающей звезды: оболочка из моноэнергетических быстрых электронов, окружающая звезду.

Однако стимулированное излучение не может стать действительным механизмом генерации радиоизлучения у вспыхивающих звезд хотя бы потому, что в этом случае частотная зависимость радиоизлучения ($\sim \nu^{-n}$) резко отличается от того, что дают наблюдения. В самом деле, из (14.3) и (14.4) имеем для спектрального индекса $n = +2,3$ для оптически тонкого и $n = +2$ для оптически толстого слоев. Между тем наблюдения дают для значений n , как мы видели выше, от $-0,5$ до -4 . Кроме того, при данной комбинации H и E отрицательное поглощение может иметь место только для частот, меньших некоторой критической величины, независимо от концентрации релятивистских электронов.

Представление о том, что радиоизлучение вспыхивающих звезд имеет чисто синхротронное происхождение, вызванное, однако моноэнергетическими быстрыми электронами с энергией $\sim 10^6$ эВ, кажется более правдоподобным. Проводимые ниже вычисления не исключают такой возможности.

Энергия P_ν , излучаемая в единицу времени и в единичном интервале частот одним релятивистским (быстрым) электроном с энергией E во время его движения в магнитном поле напряженностью H , дается выражением [16]

$$P_\nu = \frac{16 e^2}{mc^2} H p \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right) \quad \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (14.5)$$

где функция $p(\nu/\nu_m)$ имеет в общем случае сложный вид: она вначале растет с увеличением ν по закону

$$p \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right) \sim \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} \quad \text{при} \quad \frac{\nu}{\nu_m} \ll 1. \quad (14.6)$$

а затем, достигая максимума на $\nu/\nu_m \sim 0,5$, при котором $p(0,5) = 0,10$,

быстро уменьшается с увеличением ν по закону

$$p\left(\frac{\nu}{\nu_m}\right) \sim \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^2 e^{-\frac{2}{3}\frac{\nu}{\nu_m}} \quad \text{при} \quad \frac{\nu}{\nu_m} \gg 1. \quad (14.7)$$

В этих выражениях ν_m — частота, на которой интенсивность синхротронного излучения достигает максимальной величины; она дается выражением

$$\nu_m = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \frac{eH}{mc} = 2,8 \cdot 10^6 H \gamma^2 \text{ с}^{-1}, \quad (14.8)$$

где по-прежнему $\gamma = E/mc^2$.

Если обозначить через n_0 концентрацию моноэнергетических электронов с энергией E , то будем иметь для объемного коэффициента излучения в радиочастотах

$$\mathcal{E}_\nu = n_0 P_\nu \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (14.9)$$

Интенсивность дошедшего до наблюдателя на Земле радиоизлучения от вспыхивающей звезды, находящейся на расстоянии r от нас, дается следующим выражением:

$$J_\nu = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\mathcal{E}_\nu}{\alpha_\nu} (1 - e^{-\alpha_\nu \Delta R}), \quad (14.10)$$

где α_ν — коэффициент поглощения в радиочастотах, рассчитанный на единичный отрезок, ΔR — эффективная линейная толщина слоя, в котором магнитное поле имеет заданную напряженность. Примем пока, что радиоизлучение на частоте ν генерируется в оптически тонком слое ($\alpha_\nu \Delta R \ll 1$), в пределах которого напряженность магнитного поля равна H . Тогда (14.10) перепишется в виде

$$J_\nu = \left(\frac{R}{r}\right)^2 P_\nu N_e \quad (14.11)$$

или, после подстановки P_ν из (14.5),

$$J_\nu = \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{16e^3}{mc^2} N_e H p\left(\frac{\nu}{\nu_m}\right), \quad (14.12)$$

где $N_e = n_e \Delta R$ — полное количество быстрых электронов внутри указанного слоя в столбе с основанием 1 см^2 , R — радиус слоя в оболочке из быстрых электронов, в котором напряженность поля имеет заданную величину H ; в первом приближении R должно быть порядка нескольких радиусов фотосферы звезды.

Соотношение (14.12) дает не только величину интенсивности радиоизлучения, но и его частотный спектр; последний определяется функцией $p(\nu/\nu_m)$. Из этих результатов следует, что радиоспектр в данном случае должен иметь максимум на некоторой частоте, даваемой (14.8).

Наши сведения о спектре радиоизлучения вспыхивающих звезд крайне скудны, чтобы можно было говорить о наличии или отсутствии такого максимума. Известно лишь, и то не совсем уверенно, что интенсивность радиоизлучения уменьшается с увеличением частоты. Это соответствует нисходящей ветви кривой функции $p(\nu/\nu_m)$, т.е. случаю $\nu/\nu_m \gg 1$.

С целью упрощения дальнейших вычислений совместим метровый диапазон наблюдаемого радиоизлучения (240 МГц) с максимумом кривой функции $p(\nu/\nu_m)$; тогда нужно подставить в (14.12) $p(\nu/\nu_m) = 0,10$. Далее, при энергии быстрых электронов, соответствующей $\gamma^2 = 10$ и частоте ~ 240 МГц, найдем из (14.8) $N_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Для сравнения напомним, что эффективное количество быстрых электронов, необходимое для возбуждения оптической вспышки мощностью $\tau \sim 0,001$, равно $N_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-2}$, т.е. на три порядка больше эффективного количества быстрых электронов при возбуждении одной сильной радио-вспышки.

Уже из такого рода сопоставления следует, что:

- а) радиовспышка должна опережать оптическую, причем на интервал времени, необходимый для наращивания N_e от $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$;
- б) в случаях, когда $10^{17} < N_e < 10^{20} \text{ см}^{-2}$, вспышка может быть обнаружена в радиочастотах без сопровождения вспышки в оптических лучах.

Приняв ориентировочно $\Delta R \approx 10^{10} \text{ см}$, найдем из (14.8) для средней концентрации быстрых электронов, необходимой для возбуждения радиоизлучения, $n_e \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, синхротронное излучение моноэнергетических релятивистских электронов с энергией $\sim 1,5 \cdot 10^6$ эВ и концентрацией $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$ в магнитном поле напряженностью порядка 10^3 может объяснить наблюдаемый поток радиоизлучения во время вспышки.

Заметим, кстати, что в случае модели горячего газа (небулярная гипотеза) расчетная величина интенсивности радиоизлучения получается на семь-восемь порядков меньше наблюдаемой величины. Вообще-то такой весьма важный факт, каким является радиоизлучение вспыхивающих звезд, гипотеза горячего газа не может объяснить иначе, как при явно абсурдном допущении — существовании самой настоящей планетарной туманности вокруг вспыхивающей звезды.

Из всего изложенного следует, что сама генерация радиоизлучения с мощностью, доступной наблюдению, может происходить в тех областях атмосферы вспыхивающей звезды, где будет выполнено одновременно два условия (при энергии электронов $\sim 1,5 \cdot 10^6$ эВ):

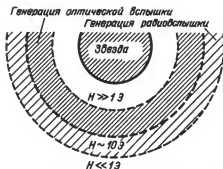
- а) напряженность магнитного поля должна быть порядка 10^3 ;
- б) концентрация релятивистских электронов должна быть меньше некоторой критической величины $n_{кр}$; ее можно определить, приравняв показатель преломления в радиочастотах нулю. Значения $n_{кр}$ для некоторых частот следующие:

ν (МГц)	400	200	100	20
$n_{кр}$ (см^{-3})	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^7$

В областях, где $n_e > n_{кр}$, генерирование радиоизлучения на данной частоте хотя и возможно, но оно не может выйти из этих областей.

Мы знаем очень немного о магнитных полях вспыхивающих звезд (см. § 21, гл. 9) и ровным счетом ничего о вертикальном градиенте этих полей. Тем не менее, существование области на некотором расстоянии от фотосферы, где $H \sim 10^3$, не кажется невозможным. Генерация радиоизлучения в интересующем нас диапазоне, достаточно интенсивного для обнаружения, начинается в области $H \sim 10^3$ только тогда, когда полная поверх-

Рис. 14.11. Схематическое расположение областей возбуждения оптической вспышки и радиовспышки вокруг звезды



ностная концентрация релятивистских электронов в этой области составит $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Но при $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ оптическая вспышка не может обладать интенсивностью, доступной для обнаружения: для этого необходимо, чтобы $N_e \sim 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Получается интересная ситуация: по мере увеличения концентрации быстрых электронов она сначала должна пересечь предел 10^{17} см^{-2} , при котором начинается процесс выделения радиоизлучения, и лишь спустя некоторое время, когда N_e доходит до значений $10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-2}$, может появиться оптическая вспышка. Радиовспышка должна опережать оптическую — вывод, который находится в полном согласии с наблюдениями.

Дальнейший рост концентрации быстрых электронов во время вспышки должен привести к преобладанию самопоглощения, вследствие чего замедляется рост радиоизлучения. После кратковременного нахождения на максимуме оптической вспышки, когда $N_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-2}$, начинается спад N_e до значений $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Спад N_e , однако, некоторое время сопровождается ростом радиоизлучения, поскольку при этом ослабляется самопоглощение. Поэтому в самом общем случае момент наступления максимума радиовспышки может несколько запаздывать по отношению к моменту наступления максимума оптической вспышки. Этот вывод также подтверждается наблюдениями.

Самопоглощение радиоволн, которое появляется с неизбежностью в промежуток времени, когда N_e доходит от 10^{17} до 10^{19} см^{-2} и затем опять падает до 10^{17} см^{-2} , является причиной того факта, почему максимум радиоизлучения значительно более пологий и протяженный по сравнению с оптической вспышкой.

То обстоятельство, что N_e для оптической вспышки на два-три порядка выше, чем для радиовспышки, и вместе с этим в момент максимума оптической вспышки радиоизлучение не исчезает (иногда даже может наблюдаться кратковременный спад), свидетельствует о том, что область генерации оптической вспышки находится ближе к звезде, чем область генерации радиовспышки. Взаимное положение этих двух областей схематически показано на рис. 14.11. Весьма условная граница раздела между обеими областями (жирная прерывистая линия) во время вспышки может перемещаться вперед и назад.

Быстрые электроны энергии 10^6 эВ, конечно, присутствуют и в самых внешних частях звезды, даже в области, где $H \sim 13$, однако генерация

радиоволны здесь не может происходить в силу того, что $H \sim 1$ Э. Эти внешние области могут вызвать только поглощение радиоволн, идущих из области с $H \sim 10$ Э. Поэтому можно ожидать существование некоторой дисперсии в величине спектрального индекса радиоизлучения. Поскольку мы имеем дело с релятивистскими электронами, не исключена возможность возникновения кратковременных флуктуаций в их концентрации до значений 10^8 см^{-3} , в этих случаях могут произойти кратковременные замирания радиоволн, что, кстати, иногда наблюдается.

Попытка объяснения генерации радиоволн у вспыхивающих звезд моноэнергетическими электронами умеренной энергии ($3 \cdot 10^6 \text{ эВ}$) сделана также В.В. Железняковым [16], при этом привлекался механизм когерентного синхротронного излучения. Этот механизм требует, чтобы в плазме, где $n_e \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, находящейся в магнитном поле с напряженностью в несколько эрстед, появились быстрые электроны с концентрацией $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ при характерном размере среды $\sim 10^{11} \text{ см}$. Эти результаты не противоречат данным, приведенным выше.

Эмиссионные линии у вспыхивающих звезд, как мы видели в гл. 10, наблюдаются и в промежутках между вспышками благодаря тому, что после импульсивного и сильного повышения ионизации в момент вспышки дальнейшие процессы ионизации и рекомбинации поддерживаются тепловыми электронами в самой хромосфере. В отличие от эмиссионных линий радиоизлучение должно отсутствовать вовсе, если нет быстрых электронов. Поэтому факт практически полного отсутствия радиоизлучения в спокойном, вне вспышки, состоянии звезды (§ 3) следует интерпретировать как свидетельство того, что, во-первых, быстрые электроны успевают исчезнуть задолго до появления следующей вспышки и, во-вторых, радиоизлучение у вспыхивающих звезд действительно имеет синхротронную природу.

7. Микроволновая эмиссия вспыхивающих звезд

В предыдущих разделах речь шла о радиоизлучении вспыхивающих звезд в области низких частот — порядка 100 МГц, т.е. в диапазоне метровых волн. Этот диапазон исходит из самых отдаленных областей звезды — внешней короны и более далеких. Оптическая толща в диапазоне метровых радиоволн порядка и больше единицы уже во внутренней короне, и поэтому такие радиоволны если и генерируются в атмосфере звезды ниже короны, они не могут выйти из нее вообще. Оптическая толща среды в радиочастотах определяется электронной концентрацией, поэтому только что сделанному утверждению можно дать и иное определение, а именно: радиоволны метрового диапазона ($\nu \approx 100 \text{ МГц}$) могут выйти из области, где электронная концентрация n_e порядка и меньше 10^8 см^{-3} , а радиоволны сантиметрового диапазона ($\nu \approx 5 \text{ ГГц}$) — из области с $n_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. по сути дела из нижней хромосферы звезды.

В то же время зондирование более глубоких слоев атмосферы вспыхивающей звезды представляется в высшей степени необходимым по следующим двум причинам. Во-первых, оно даст нам возможность выяснить, как глубоко могут проникнуть в атмосферу агенты, провоцирующие вспышки, и, во-вторых, дать ответ на вопрос: обусловлены ли оптические

вспышки с одной стороны, и радиовспышки — с другой, одним и тем же агентом или возбудителем. А подобное зондирование возможно не иначе, как проведением наблюдений в еще более высоких частотах — порядка ГГц, т.е. в диапазоне сантиметровых волн.

Кажется, впервые Сли и Пейджу [22] удалось зафиксировать с помощью большой радиоантенны в Парксе продолжительную вспышку Proxima Centauri на несколько слабых вспышек YZ CMi в микроволновом диапазоне — на волне $\lambda = 6$ см. Этим, по существу, было получено наблюдательное доказательство принципиальной возможности генерации сантиметровых радиоволн во время вспышек звезд.

Наиболее убедительные результаты по этому вопросу относятся, однако, к одной вспышке AT Mic, имевшей место 25 октября 1980 г.; она наблюдалась Сли и др. [23] одновременно в оптических лучах и в микроволновом диапазоне — на $\lambda = 6$ см; световые кривые этой вспышки в обоих диапазонах приведены на рис. 14.12.

Условия получения приведенных на рис. 14.12 световых кривых были не совсем благоприятные и, главное, далеко не идентичные. Световая кривая в оптическом диапазоне (почти в B -лучах), например, была построена по точечным снимкам звезды на фотопластинке с экспозициями по одной минуте и с интервалами по 5 минут. Плотности же потока на частоте 5 ГГц даны с временем накопления приемника в 1,7 минуты. Прерывистая горизонтальная линия во втором случае соответствует усредненному уровню микроволновой эмиссии в спокойном, вне вспышки, состоянии звезды. Судя по полученным данным, микроволновая эмиссия в спокойном, вне вспышки, состоянии звезды практически отсутствует совсем — в пределах флуктуаций потока $\pm 2,8$ мЯн. Микроволновая эмиссия появляется только во время вспышки, достигая в данном случае уровня около 20 мЯн на максимуме вспышки. Поэтому говорить об амплитуде вспышки микроволновой эмиссии не приходится. Амплитуда же оптической вспышки в B -лучах оценен

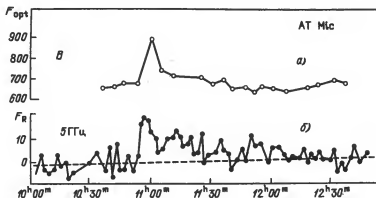


Рис. 14.12. Световые кривые одной вспышки AT Mic (25.X.80) в оптических лучах (а) и в микроволновом диапазоне — 5 ГГц или $\lambda = 6$ см (б). Временное разрешение: 5 минут в первом случае, 1,7 минуты во втором. Штриховая горизонтальная линия — усредненный уровень микроволновой эмиссии звезды AT Mic в ее спокойном, вне вспышки, состоянии

вается в $0,5 - 1^m$, в действительности она была бы существенно больше, если бы запись оптической вспышки осуществлялась фотоэлектрическим методом.

Но в данном случае важны не амплитуды вспышек, а нечто более существенное, а именно, почти полное совпадение — в пределах временного разрешения — моментов максимума вспышки в обоих случаях — в оптических лучах и в микроволновом диапазоне. Из-за малого временного разрешения при получении записи оптической вспышки трудно сказать, имеет ли место амплитудное совпадение обоих моментов максимумов или же одна из этих вспышек — микроволновая или оптическая — опережает другую. Поставленный вопрос приобретает особое значение в свете тех результатов, которые были получены ранее при синхронных наблюдениях вспышек в радио-(низкочастотный диапазон), оптических и рентгеновских лучах [7, 22, 24, 25]; при этом совпадение моментов максимумов вспышек в разных диапазонах имело место не всегда.

В случае рассматриваемой вспышки AT Mic наиболее примечательным следует считать следующее:

а) корреляция между световыми кривыми в оптическом и микроволновом диапазонах довольно тесная;

б) вспышка оказалась довольно продолжительной в одинаковой мере как в оптических лучах, так и в микроволновом диапазоне.

В [23] обсуждается также вопрос о том, в какой мере зарегистрированная микроволновая эмиссия могла быть обусловлена синхротронным механизмом. При этом проводится аналогия с солнечной микроволновой эмиссией путем отождествления ее с эмиссией среды при яркостной температуре $\sim 10^9$ К. В случае вспышки AT Mic ($r = 8,2$ пс, $D_* = 0,32 D_\odot$) яркостная температура T_b дается соотношением: $T_b = 8,5 \cdot 10^9 / \beta^2$ К, где β — размер (диаметр) радионисточника в единицах диаметра звезды D_* , а поток эмиссии на $\lambda = 6$ см принимается равным 20 мЯн. Если микроволновая эмиссия отождествляется с синхротронным излучением, индуцированным электронами энергии $\sim 0,1$ МэВ, что соответствует $10^8 < T_b < 10^9$ К, то получается $\beta \approx 3 D_*$ для диаметра источника микроволновой эмиссии. Если источник занимает меньший объем, что представляется более вероятным, энергия электронов должна быть больше 0,1 МэВ.

Найденная яркостная температура $\sim 10^9$ К как раз совпадает по порядку величины с температурой электронного газа, состоящего из быстрых электронов энергии ~ 3 МэВ. Отсюда Сли и др. [23] приходят к выводу о том, что рассмотренная вспышка AT Mic могла быть интерпретирована в рамках гипотезы быстрых электронов. Решающим аргументом в пользу гипотезы быстрых электронов авторы [23], однако, считают существование полной корреляции между нетепловой микроволновой эмиссией вспышки, с одной стороны, и оптической вспышкой — с другой, а также не в меньшей мере то обстоятельство, что одни и те же быстрые электроны генерируют оба типа вспышек — оптические и микроволновые, хотя и разными механизмами (обратный комптон-эффект в первом случае, синхротронное излучение — во втором) — без каких бы то ни было дополнительных допущений или предположений. Изложенные соображения могут приобрести особое значение, если иметь в виду, что другие теории звездных вспышек

(см. например, [26]) не предсказывают существования корреляции между оптической вспышкой и микроволновой эмиссией, как это следует из наблюдений (см. рис. 14.12).

8. О природе радиовспышек без оптических вспышек

По-видимому, следует считать реальными случаи радиовспышек, не сопровождающихся оптическими вспышками. Трудность при этом заключается лишь в том, что такие радиовспышки нелегко отличить от радиопомех. Главное в данном случае заключается в принципиальной возможности такого явления — радиовспышки без оптических вспышек — в рамках гипотезы быстрых электронов. Можно указать по крайней мере две ситуации, при которых это явление будет иметь место.

Первая из них, по существу, была указана в предыдущем разделе, а именно, величина критической концентрации (в столбе) быстрых электронов N_e^{rad} для индукцирования радиовспышки существенно, на два-три порядка меньше этой же величины N_e^{opt} для оптической вспышки. Следовательно, во всех случаях, когда $N_e^{\text{opt}} < N_e^{\text{rad}}$, радиовспышка будет зарегистрирована без оптической вспышки, доступной обнаружению. Как часто может возникать подобная ситуация — трудно сказать, для этого требуется проведение специальных, очень сложных и трудоемких серий радио- и оптических наблюдений.

Вторая ситуация по существу также была указана раньше, в главах 6 и 9, в связи с обсуждением проблем амплитуд вспышек и возбуждения эмиссионных линий. Речь идет о вспышках, происходящих на обратной стороне звезды (относительно наблюдателя). Действительно, если вспышка произошла на обратной половине диска звезды, то в оптическом диапазоне она, возможно, и не будет обнаружена, в то же время часть быстрых электронов, не заэкранированная диском звезды, в определенных случаях может индуцировать радиовспышку с доступной для обнаружения мощностью, опять-таки без сопровождающей оптической вспышки.

В случае вспышки на обратной стороне диска звезды радиовспышка может быть зарегистрирована также благодаря тому, что часть радиоволн может "просачиваться" в сторону наблюдателя в результате рефракции и многократного отражения на верхних слоях атмосферы звезды. В то же время условия для подобного просачивания в случае оптической вспышки гораздо жестче.

Таким образом, имеются серьезные доводы в пользу предположения, что частота радиовспышек у вспыхивающих звезд должна быть больше, даже значительно, частоты оптических вспышек. Задача заключается в установлении путем прямых наблюдений величины этой частоты для разных вспыхивающих звезд на разных длинах радиоволн.

9. Вклад вспыхивающих звезд в радиоизлучение Галактики

Полное количество вспыхивающих звезд в Галактике довольно велико, и поэтому возникает вопрос о возможной их роли в общем галактическом радиоизлучении. Для этого необходимо вычислить ожидаемую яркостную температуру радиоизлучения, вызванного интегральным эффектом радио-

излучения систем вспыхивающих звезд, и сравнить ее с наблюдаемой яркостной температурой галактического радиофона на данной частоте. В такой постановке задача была рассмотрена впервые Ловеллом [10].

Обозначим через E средний поток радиоизлучения на заданной частоте, который доходит до нас от данной вспыхивающей звезды, находящейся на расстоянии r_0 . Пусть далее $\Phi(M)$ будет функцией светимости, т.е. означает количество звезд в одном кубическом парсеке, абсолютные светимости которых заключены в интервале от $M - 0^m.5$ до $M + 0^m.5$. Если, наконец, обозначить через δ долю вспыхивающих звезд, то будем иметь для суммарного потока радиоизлучения S , поступающего от всех вспыхивающих звезд, находящихся внутри телесного угла Ω до расстояния R ,

$$S = \Omega \delta \chi E r_0^2 \int_0^R \Sigma[\Phi(M)] dr, \quad (14.13)$$

где χ — фактор, учитывающий относительную продолжительность отдельных радиовспышек.

Яркостная температура T_S связана с суммарным радиопотоком на длине волны λ следующим образом:

$$T_S = \frac{\lambda^2}{2k\Omega} S, \quad (14.14)$$

где k — постоянная Больцмана. Из (14.13) и (14.14) найдем

$$T_S = \frac{\lambda^2}{2k} \delta \chi E r_0^2 \int_0^R \Sigma[\Phi(M)] dr. \quad (14.15)$$

Для типично вспыхивающей звезды (UV Cet) имеем: $r_0 = 2,6$ пс, $E \approx 6 \cdot 10^{-26}$ Вт \cdot м $^{-2}$ \cdot Гц $^{-1}$ на частоте 240 МГц, $\chi \approx 1/30$ (по одной радиовспышке продолжительностью 10 мин за 5 часов), $\delta \approx 1$ и $\Phi(M) \approx 0,18$ пс $^{-3}$. С помощью этих данных найдем из (14.15):

R , кпс	1,	20	100
T_S , К	0,13	2,6	13,0

На радиоизотопах Галактики, построенных для частоты 240 МГц [17], минимальное значение T_S в любом направлении порядка 50 К. Из этой величины яркостной температуры 14 К приходится на внегалактические дискретные радиоисточники и 3К — на внегалактический фон. Тогда на чистый галактический радиофон остается 33 К. Сравнивая эти данные с полученными выше, приходим к выводу, что роль вспыхивающих звезд в общем галактическом радиоизлучении как будто невелика. Однако такой вывод, по-видимому, нельзя считать достаточно надежным, если иметь в виду оценочный характер проведенных вычислений. Кроме того, здесь не была учтена роль радиоизлучения вспыхивающих звезд, связанных с группировками — в ассоциациях и звездных агрегатах. Возможно, для окончательных заключений потребуются проведение более детального анализа.

10. Радиоизлучение вспыхивающих звезд в агрегатах

Вспыхивающие звезды в Плеядах ($r = 125$ пс) и в Орионе ($r \sim 500$ пс) находятся примерно в 30 и в 100 раз дальше от нас соответственно, чем звезды типа UV Cet, рассеянные в окрестностях Солнца. Поэтому радиоизлучение от вспыхивающих звезд Плеяд будет примерно в 1000 раз, а

Ориона — в 10 000 раз слабее уровня (1 — 5 Ян), регистрируемого при радиовспышках обычных звезд типа UV Cet. Такое положение оставляет мало надежд на обнаружение радиоизлучения от вспыхивающих звезд, входящих в состав звездных агрегатов.

В большей мере сказанное относится к звездам типа Т Тельца — перманентно вспыхивающим звездам. Действительно, специальные наблюдения четырех избранных звезд типа Т Тельца в Орионе, особо активных в ультрафиолете, предпринятые в 1971 г. Сли (см. [22]) на радиогелиографе Culgoга дали возможность оценить лишь верхний предел плотности радиоизлучения от этих звезд; он оказался меньше 0,5 — 0,7 Ян (на частоте 160 МГц). Другая попытка, предпринятая на этот раз на частоте 5 ГГц (6 см) в отношении группы из 12 звезд типа Т Тельца (опять в Орионе), дала для верхнего предела плотности радиоизлучения $\sim 0,05$ Ян у двух из этих звезд и $\sim 0,02$ Ян у остальных десяти звезд.

Была сделана также попытка одновременных оптических (в трех обсерваториях) и радио- (в двух радиообсерваториях) наблюдений вспыхивающих звезд в Плеядах в период 1—6 октября 1972 г. [19]. При этом было обнаружено 11 оптических вспышек, и лишь в одном случае (Т 53) исключительно сильная по мощности оптическая вспышка ($\Delta U > 8^m$) сопровождалась радиовспышкой на частоте 170 МГц. Кстати, отношение E_{op}/E_R для этой вспышки оказалось равным 600 — в хорошем согласии с тем, что мы имели у обычных звезд типа UV Cet (см. табл. 14.3). Кроме того, максимум радиовспышки наступает, как и у звезд типа UV Cet, позже максимума оптической вспышки. Сам максимум имеет довольно сложную структуру, состоит из ряда острых радиовсплесков с пиком потока около 35 Ян (!).

Звезда Т 53 слабее 22^m в U -лучах, она не видна на Паломарских картах. Поэтому трудно сказать, в какой мере эта звезда действительно является членом скопления Плеяд; она может быть членом скопления Гиад, находящегося в 3 раза ближе к нам (40 пс), чем Плеяды, или даже членом потока Большой Медведицы.

Таким образом, по состоянию на 1976 г. достоверных случаев регистрации радиовспышек от вспыхивающих звезд, входящих в состав звездных ассоциаций или молодых скоплений, а также от звезд типа Т Тельца не имеется. Однако этот отрицательный результат следует отнести к ограничению наших наблюдательных возможностей; он ни в коей мере не находится в противоречии как с фактами наблюдений, относящихся к звездам типа UV Cet, так и с теорией. Во всяком случае у нас пока нет оснований приписать отдаленным вспыхивающим звездам — членам агрегатов и ассоциаций — какие-либо отклонения от тех свойств в радиоизлучательной способности, которые нам знакомы по обычным звездам типа UV Cet.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

1. Теоретический спектр рентгеновского излучения, генерируемого быстрыми электронами

Во время некоторых вспышек звезд типа UV Cet было отмечено кратковременное появление в их спектрах эмиссионной линии ионизованного гелия 4686 HeII. Этот факт свидетельствует о том, что в момент вспышки в атмосфере звезды выделяются в достаточном количестве либо фотоны с частотой выше частоты ионизации гелия, т.е. волн короче 228 Å, либо же эквивалентные по энергии частицы (электроны). В обоих случаях трудно допустить, чтобы энергетический спектр ионизирующего агента обрывался сразу же вблизи границы 228 Å; скорее всего он простирается до области мягкого рентгена — короче 100 Å. Мы приходим, таким образом, к идее, что если же во всех, то по крайней мере во время некоторых вспышек звезды типа UV Cet должны генерировать также фотоны в мягких рентгеновских лучах. Вопрос заключается в том, насколько интенсивно может быть это излучение и в какой мере оно может быть зарегистрировано во внеатмосферных условиях современными детекторами рентгеновского излучения.

Первая попытка теоретической оценки величины ожидаемого потока рентгеновского излучения от вспыхивающих звезд была сделана еще в 1969 г. на основе гипотезы быстрых электронов — в результате обратного комптон-эффекта [1]. Позднее оценить величину этого потока попытались Гриндлей — в 1970 г. [2] и Маллэн в 1976 г. [3], при этом первый развил тепловую модель возбуждения рентгеновской (и оптической) вспышки, второй — магнитную. Однако, как мы увидим в последующих разделах этой главы, обе эти модели предсказывали значения рентгеновских потоков от вспыхивающих звезд, резко расходящиеся с наблюдениями.

Коль скоро основные положения гипотезы быстрых электронов выдержали проверку многочисленными данными наблюдений, в том числе данными радиоизлучения, представляется целесообразным проведение возможно полного анализа излучательной способности быстрых электронов в области рентгеновских частот. Такая попытка была сделана в [4]. Речь идет о возможности генерации рентгеновского излучения в результате нетеплового тормозного излучения тех же самых быстрых электронов. Что касается обратного комптон-эффекта, то, как показывают расчеты [1, 4], его роль при индуцировании рентгеновских вспышек менее важна (см. § 5).

Примем в дальнейшем, что среда, где генерируется рентгеновское излучение, состоит из быстрых электронов, а также протонов тех же энергий. Тогда число фотонов, испускаемых в интервале безразмерной энергии фотонов от ω до $\omega + d\omega$ (см. § 1, гл. 8) в единицу времени и в единице объема в результате неупругих столкновений быстрых электронов с быстрыми протонами (или электронами), концентрация которых равна соот-

ветственно n_e и n_i , будет

$$P_\omega(\gamma) d\omega = n_e n_i v \sigma_\omega(\gamma) d\omega, \quad (15.1)$$

где v — скорость движения электрона, а функция $\sigma_\omega(\gamma)$ дается формулой (8.1).

В дальнейшем удобнее представлять спектр испускаемых фотонов в шкале длин волн. Имеем

$$P_\lambda(\gamma) = P_\omega(\gamma) \frac{d\omega}{d\lambda}, \quad (15.2)$$

где

$$\frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{mc}{\lambda} \gamma \omega^2. \quad (15.3)$$

Тогда для числа фотонов, испускаемых в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ в единицу времени и в единице объема, приняв также $n_e = n_i$ и $v/c \approx 1$, получим выражение

$$P_\lambda d\lambda = 4\alpha r_0^2 n_e^2 \frac{mc}{h} \gamma \omega f(\omega, \gamma) d\lambda. \quad (15.4)$$

Подставляя сюда числовые значения постоянных и приняв $\gamma = 3$, найдем

$$P_\lambda d\lambda = 9,1 \cdot 10^{-7} n_e^2 \omega f(\omega, \gamma) d\lambda \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.5)$$

По сути дела, множитель $\omega f(\omega, \gamma)$ представляет собой закон распределения числа испускаемых фотонов по длине волны, т.е. *спектр* рентгеновского излучения. Числовые значения функции $f(\omega, \gamma)$, рассчитанные по формуле (8.2), а также функций $[\omega f(\omega, \gamma)]$ и $[\omega^2 f(\omega, \gamma)]$ представлены в табл. 15.1; при этом первая из этих функций — относительное число фотонов P_λ , а вторая — относительная интенсивность J_λ рентгеновского излучения в длине волны λ или безразмерной энергии ω .

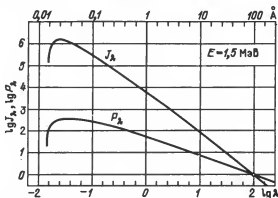


Рис. 15.1. Рентгеновский спектр вспышки звезды, вызванной нетепловым тормозным излучением быстрых электронов с $\gamma = 3$ ($E = 1,5$ МэВ): P_λ — число фотонов, J_λ — интенсивность излучения; обе величины нормированы на $\lambda = 100$ Å

Т а б л и ц а 15.1. Числовые значения функций $P_{\lambda} \sim \omega f(\omega, \gamma)$
и $J_{\lambda} \sim \omega^2 f(\omega, \gamma)$ при $\gamma = 3$

ω	$\lambda, \text{\AA}$	$f(\omega, \gamma)$	$\omega f(\omega, \gamma)$	$\omega^2 f(\omega, \gamma)$
0,55	0,0148	0,0319	0,01754	0,00965
0,50	0,0162	0,2159	0,1079	0,05395
0,45	0,0180	0,3981	0,1791	0,08059
0,40	0,0203	0,6026	0,2410	0,09640
0,35	0,0232	0,8255	0,2889	0,10111
0,30	0,0271	1,0878	0,3263	0,09789
0,25	0,0324	1,3936	0,3484	0,08710
0,20	0,0406	1,7681	0,3536	0,07072
0,15	0,0541	2,2478	0,3372	0,05058
0,10	0,0812	2,912	0,2912	0,02912
10^{-2}	0,812	6,42	$6,42 \cdot 10^{-2}$	$6,42 \cdot 10^{-4}$
10^{-3}	8,12	9,49	$9,49 \cdot 10^{-3}$	$9,49 \cdot 10^{-6}$
10^{-4}	81,2	12,56	$1,26 \cdot 10^{-3}$	$1,26 \cdot 10^{-7}$
10^{-5}	812	15,63	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$1,56 \cdot 10^{-9}$
$5 \cdot 10^{-6}$	1624	16,55	$8,27 \cdot 10^{-5}$	$4,13 \cdot 10^{-10}$
$4 \cdot 10^{-6}$	2030	18,85	$7,54 \cdot 10^{-5}$	$3,02 \cdot 10^{-10}$
$3 \cdot 10^{-6}$	2707	17,23	$5,17 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^{-10}$
$2 \cdot 10^{-6}$	4060	17,78	$3,56 \cdot 10^{-5}$	$0,71 \cdot 10^{-10}$
$1 \cdot 10^{-6}$	8120	18,79	$1,88 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-10}$

Т а б л и ц а 15.2. Числовые значения функций $\omega f(\omega, \gamma)$
и $\omega^2 f(\omega, \gamma)$ при $\gamma = 3$ для диапазона длин волн от 1 до 100 А

$\lambda, \text{\AA}$	$E, \text{КэВ}$	$\omega \times 10^4$	$f(\omega, \gamma)$	$\omega f(\omega, \gamma) \times 10^3$	$\omega^2 f(\omega, \gamma) \times 10^6$
1	12,50	81	6,70	54,3	439,6
2	6,25	40,5	7,62	30,9	125,0
3	4,16	27,0	8,16	22,0	59,5
4	3,12	20,2	8,55	17,3	34,9
5	2,50	16,2	8,84	14,3	23,2
6	2,08	13,5	9,09	12,3	16,6
7	1,785	11,57	9,29	10,7	12,4
8	1,562	10,12	9,47	9,56	9,7
9	1,389	9,00	9,63	8,67	7,8
10	1,250	8,10	9,77	7,91	6,4
15	0,833	5,40	10,31	5,57	3,0
20	0,625	4,05	10,69	4,32	1,75
30	0,416	2,70	11,23	3,03	0,82
40	0,312	2,02	11,62	2,34	0,47
50	0,250	1,62	11,92	1,93	0,31
60	0,208	1,35	12,15	1,64	0,22
70	0,178	1,16	12,36	1,43	0,17
80	0,156	1,01	12,56	1,26	0,13
90	0,139	0,90	12,70	1,14	0,103
100	0,125	0,81	12,77	1,03	0,084

Для более детальных расчетов интересующего нас рентгеновского диапазона — от 1 до 100 Å — числовые значения тех же функций приводятся в табл. 15.2.

Вид функций P_λ и J_λ при энергиях быстрых электронов $\gamma = 3$ графически изображен на рис. 15.1 (приведены относительные величины: принято $P_\lambda = 1$ и $J_\lambda = 1$ на $\lambda = 100$ Å). При этом максимум спектра находится на $\lambda \approx 0,040$ Å для числа фотонов n на $\lambda \approx 0,023$ Å для интенсивности излучения. В области длинных волн величина P_λ падает обратно пропорционально первой степени от λ .

Следует отметить, что найденный спектр рентгеновского излучения не очень чувствителен к величине энергий быстрых электронов, во всяком случае вид этого спектра почти не меняется даже при десяти-двадцатикратном увеличении энергий электронов. Поэтому найти величину энергий быстрых электронов по наблюдаемому спектру (по крутизне) рентгеновского излучения на этом участке спектра практически невозможно.

Форма спектра рентгеновского излучения, которое может быть генерировано во время вспышки звезды в результате нетеплового тормозного излучения быстрых электронов, как видим, не зависит от температуры звезды и параметров вспышки; этот спектр одинаков для всех звезд и всех рентгеновских вспышек. В этом и заключается отличие рентгеновских вспышек от оптических, у которых наблюдаемый спектр зависит как от температуры среды, так и от мощности самой вспышки.

2. Световая кривая рентгеновских вспышек

Обозначим через V объем облака или оболочки вблизи звезды, занимаемый быстрыми электронами. Будем считать, что оптическая толщина облака в частотах рентгеновского излучения меньше единицы, т.е. рентгеновское самопоглощение отсутствует. Тогда для полного числа рентгеновских фотонов, генерируемых в этом объеме в единицу времени, можно написать

$$N_\lambda d\lambda = P_\lambda V d\lambda \text{ фотон} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.6)$$

Отсюда будем иметь для потока рентгеновских фотонов N_λ^0 , дошедших до Земли,

$$N_\lambda^0 d\lambda = \frac{N_\lambda d\lambda}{4\pi r_*^2} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (15.7)$$

где r_* — расстояние звезды от нас.

В случае, если облако из быстрых электронов окружает звезду радиуса R_* более или менее равномерно, образуя оболочку с внешним радиусом $R = qR_*$ и внутренним R_* , то объем этой оболочки V и ее оптическая толщина τ для процессов томсоновского рассеяния могут быть представлены соотношениями (8.10) и (8.11). Тогда будем иметь из (15.7) для потока рентгеновских фотонов, дошедших до наблюдателя на Земле,

$$\begin{aligned} N_\lambda^0 d\lambda = \\ = 0,65 \cdot 10^{40} \tau^2 b(q) \frac{R_*}{r_*^2} \omega f(\omega, \gamma) d\lambda \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \end{aligned} \quad (15.8)$$

где $b(q)$ будем называть "фактором геометрии":

$$b(q) = \frac{q^3 - 1}{(q - 1)^2}. \quad (15.9)$$

Выражение (15.8) есть не что иное, как *световая кривая* рентгеновской вспышки, поскольку оно дает зависимость числа рентгеновских фотонов, испускаемых во время вспышки, от $\tau = \tau(t)$, а последнее, наибольшее на максимуме вспышки, уменьшается с течением времени.

Световая кривая вспышки в оптическом диапазоне меняется пропорционально τ (формула (4.37); см. также § 4, гл. 16). В случае же рентгеновской вспышки кривая блеска меняется, как следует из (15.9), пропорционально τ^2 . В силу этого рентгеновская вспышка должна замирать после максимума гораздо быстрее, чем оптическая. Иначе говоря, продолжительность рентгеновской вспышки должна быть существенно меньше продолжительности оптической вспышки. Это следует считать одним из основных свойств рентгеновских вспышек звезд типа UV Cet.

В качестве примера на рисунках 15.2 и 15.3 воспроизведены оптические световые кривые в U -лучах (точки) реально наблюдаемых двух вспышек, одной UV Cet (1E), другой YZ CMi (№ 26) с нанесенными на них расчетными световыми кривыми в рентгеновских лучах (сплошные линии). Методика построения таких кривых проста: достаточно воспользоваться графической зависимостью $\Delta U \sim \tau$, приведенной на рис. 6.2 или 6.3, и решить обратную задачу, т.е. найти величины $\tau = \tau(t)$ в разных точках (моментах времени t) нисходящей ветви оптической световой кривой. Квадрат от найденных таким путем значений $\tau(t)$ и будет соответствовать, согласно (15.8), световой кривой в рентгеновских лучах.

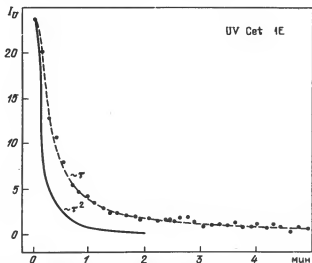


Рис. 15.2. Наблюдаемая световая кривая одной вспышки UV Cet (1E) в U -лучах (точки) и ожидаемая при этом световая кривая в рентгеновских лучах (сплошная линия). Рентгеновская вспышка исчезает значительно раньше оптической

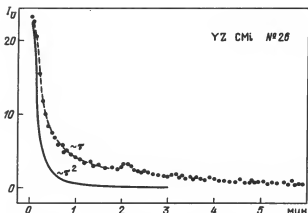


Рис. 15.3. Наблюдаемая световая кривая одной вспышки YZ CMi (№ 26) в U -лучах (точки), и ожидаемая при этом световая кривая в рентгеновских лучах (сплошная линия). Рентгеновская вспышка исчезает спустя примерно одну минуту после момента максимума, в то время как оптическая вспышка той же силы заметна даже спустя 6 минут

Как следует из приведенных рисунков, крутизна рентгеновской световой кривой больше крутизны оптической кривой, в силу чего рентгеновская вспышка исчезает значительно раньше оптической.

3. Влияние "фактора геометрии" вспышки

Мощность рентгеновского излучения вспышки — поток с единичной поверхности звезды в 1 секунду — зависит, как мы видели, также от безразмерной величины $b(q)$ — "фактора геометрии" вспышки, т.е. от линейной толщины слоя из быстрых электронов, а по сути дела от их пространственной концентрации в этом слое. Фактор геометрии $b(q)$ дается формулой (15.9) и зависит от q — отношение внешнего радиуса упомянутого слоя R к радиусу звезды R_* : $q = R/R_*$. И вот, оказывается, $b(q)$ имеет минимум — он равен $\sim 6,5$, и наступает этот минимум при значениях $q = 2,5 \div 3$. В сторону больших значений q функция $b(q)$ возрастает очень медленно и даже при $q = 10$ она едва увеличивается вдвое ($= 12,3$). В сторону же меньших значений ($q < 2$) функция $b(q)$ возрастает очень быстро и становится больше 30 при $q = 1,1$ (рис. 15.4)

Появление фактора геометрии в нашей проблеме означает прежде всего, что при одной и той же мощности оптической вспышки, т.е. при одной и той же величине τ , мы должны ожидать совершенно разные по мощности рентгеновские вспышки в зависимости от относительной *линейной* толщины (q) слоя из быстрых электронов; при этом одно из крайних значений рентгеновского потока может превосходить другое в пять раз (при одном и том же количестве быстрых электронов).

Таким образом, мы приходим к выводу, на первый взгляд парадоксальному, что при одной и той же амплитуде оптической вспышки у одной и той же звезды могут быть зарегистрированы существенно разные по мощ-

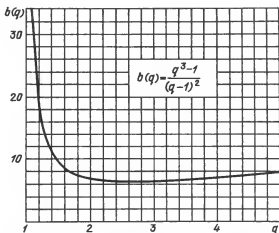


Рис. 15.4. Зависимость "фактора геометрии" $b(q)$ от q

ности рентгеновские потоки. Это является в качественном отношении совершенно новым результатом, поскольку ничего подобного мы не имеем в оптическом диапазоне: там, при данной мощности вспышки, например в U -лучах, мы имели строго определенные величины мощности в B - и U -лучах, т.е. строго определенные отношения между амплитудами вспышек ΔU , ΔB и ΔV . Вместе с тем такое положение дел с рентгеновским излучением звездных вспышек следует считать одной из важных особенностей гипотезы быстрых электронов. И если в будущем, по мере разворачивания систематических наблюдений рентгеновского излучения вспыхивающих звезд, будет надежно установлен факт существования реального разброса (до пятикратного!) в величинах рентгеновских потоков при одной и той же мощности оптической вспышки, то мы получим веский аргумент в пользу этой гипотезы.

4. Ожидаемые потоки рентгеновского излучения

Регистрируемая наблюдателем на Земле мощность оптической вспышки, т.е. ее амплитуда, зависит только от одного параметра — от τ — оптической толщи слоя из быстрых электронов для процессов томсоновского рассеяния. В отличие от этого регистрируемая мощность рентгеновской вспышки зависит, как следует из (15.8), от четырех величин: от τ , радиуса звезды R_* , ее расстояния от нас r_* и фактора геометрии $b(q)$. Поэтому при одной и той же мощности оптической вспышки или при одном и том же значении τ дошедшие до наблюдателя потоки рентгеновских фотонов могут быть разными в зависимости от радиуса звезды и ее расстояния. Но даже для одной и той же звезды эти потоки оказываются зависящими по крайней мере от двух параметров — от τ и $b(q)$.

В дальнейшем, при конкретных вычислениях, целесообразно, однако, поступить следующим образом. Минимальный рентгеновский поток можно найти, приняв $b(q) = 10$ в (15.8) — несколько больше его минимальной

величины ($\sim 6,5$; см. рис. 15.4) и имея в виду возможное влияние — в сторону увеличения потока — двух неучтенных факторов. Первый из них связан с флуктуациями, которые возникнут с неизбежностью в концентрациях быстрых электронов n_e в слое, а объемный коэффициент реигеновской эмиссии пропорционален n_e^2 (в то же время эти флуктуации не влияют на мощность оптической вспышки). Второй фактор связан с тем обстоятельством, что из-за кратковременности реигеновских вспышек мгновенное начальное значение τ должно быть больше (даже существенно) значения τ , найденного по величине оптической амплитуды.

Итак, приняв в (15.8) $b(q) = 10$, будем иметь для нахождения минимальной величины наблюдаемого на Земле потока реигеновского излучения в максимуме вспышки

$$N_{\lambda}^0 d\lambda = 6,5 \cdot 10^{40} \tau^2 \frac{R_*}{r_*^2} \omega f(\omega, \gamma) d\lambda \text{ фотои} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.10)$$

Этот минимальный поток будет соответствовать случаю, когда внешняя граница слоя из быстрых электронов простирается дальше $1,5 - 2$ радиусов звезды.

Что касается максимального значения реигеновских потоков, то его будем считать, имея в виду сказанное выше, в пять раз больше минимального. Этот максимальный поток будет соответствовать случаю, когда внешняя граница слоя из быстрых электронов находится не дальше $1,1 R_*$ (считая от центра звезды).

Перейдем к оценке величины ожидаемого потока реигеновских фотоиов во время вспышки некоторых вспыхивающих звезд.

Начнем с UV Cet — одной из самых слабых по абсолютной светимости вспыхивающих звезд. Для нее имеем $R_* = 0,08 R_{\odot} = 0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}$, $r_* = 2,7 \text{ пс} = 8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}$. По этим данным будем иметь из (15.10) для реигеновского потока в единичном интервале длины волны

$$N_{\lambda}^0 = 4,7 \cdot 10^{12} \tau^2 \omega f(\omega, \gamma) \text{ фотои} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (15.11)$$

Для суммарного количества фотоиов в интервале длины волны от λ_1 до λ_2 имеем

$$N(\lambda_1 - \lambda_2) = 4,7 \cdot 10^{12} \tau^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega f(\omega, \gamma) d\lambda. \quad (15.12)$$

Максимальная амплитуда, которая была зарегистрирована до сих пор при вспышке UV Cet, оказалась больше 6^m в U-лучах. Этому соответствует $\tau \approx 0,01$. Набденные с помощью (15.12) рентгеновские потоки (минимальные), а также их пятикратные значения (максимальные потоки) при вспышках UV Cet с мощностью $\tau = 0,01$ ($\Delta U = 6^m,4$) и $\tau = 0,001$ ($\Delta U = 3^m,6$) и в разных диапазонах длины волны, представлены в табл. 15.3.

Как следует из приведенных в табл. 15.3 данных, ожидаемые потоки рентгеновских фотоиов от UV Cet порядка в среднем $1 - 5$ фотоиов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (в области $10 - 100 \text{ \AA}$, а также $\lambda < 10 \text{ \AA}$) при сильных вспышках и меньше $0,01 - 0,05$ фотоиов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — при слабых ($\Delta U < 3^m,6$). В первом случае одну такую вспышку можно ожидать в среднем через каждые сутки наблюдений, во втором значительно чаще — примерно

через каждые 3,5 часа наблюдений. Мгновенная концентрация быстрых электронов в момент максимума вспышек при этом будет $10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

В случае AD Leo, одной из наиболее ярких по абсолютной светимости вспыхивающих звезд, картина иная.

Прежде всего заметим, что в силу одинаковости энергетических спектров рентгеновских вспышек для всех звезд потоки рентгеновских фотонов N_1 и N_2 от двух вспыхивающих звезд могут быть выражены, в соответствии с (15.10), непосредственно через их абсолютные светимости L_1 и L_2 (по существу, радиусы R_1 и R_2), расстояния r_1 и r_2 и эффективные температуры T_1 и T_2 :

$$\frac{N_1}{N_2} = \left(\frac{L_1}{L_2} \right)^{1/2} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2. \quad (15.13)$$

С помощью этого соотношения найдем, что поток рентгеновского излучения от AD Leo ($M_V = 10^m, 98$, $r_* = 4,9$ пс, $T_* = 2900$ К) в любом диапазоне должен быть в $\sim 2,5$ раза больше, чем от UV Cet, при условии, конечно, что мощность оптической вспышки в обоих случаях одинакова (т.е. ΔU или τ одинаковы); эти потоки (опять минимальные — максимальные) представлены в табл. 15.4. Но зарегистрированные до сих пор максимальные амплитуды вспышек AD Leo в U -лучах оказались меньше 3^m ; только в одном случае (17.II.1974 г.) была зарегистрирована вспышка с $\Delta U = 5^m, 0$ [5], которой соответствует $\tau \approx 0,007$. Поэтому ожидаемые максимальные потоки рентгеновских фотонов при большинстве вспышек в случае AD Leo все-таки должны быть того же порядка и даже меньше, чем мы имеем в случае UV Cet (табл. 15.3). Однако частота появления рентгеновских вспышек в случае AD Leo значительно — почти на порядок — меньше, чем в случае UV Cet, что соответствует продолжительности наблюдений до полутора-двух суток для появления одной рентгеновской вспышки регистрируемой силы. Концентрация же быстрых электронов в атмосфере AD Leo в максимальной фазе вспышки соответствует примерно $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим еще одну звезду — YZ CMi, занимающую по своей абсолютной светимости промежуточное положение между UV Cet и AD Leo, но и находящуюся чуть дальше от нас, чем обе звезды: для нее $M_V = 12^m, 29$, $r_* = 6,0$ пс и $T_* = 2900$ К. Ожидаемые для YZ CMi потоки рентгеновского

Т а б л и ц а 15.3. Расчетные потоки (минимальные и максимальные) рентгеновского излучения (фотоны $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) на Земле от UV Cet при разных мощностях (τ) или амплитудах (ΔU) вспышки и в разных диапазонах длины волны

Диапазон длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, Å	λ_2 $\int \omega f(\omega, \gamma) d\lambda$ λ_1	$\tau = 0,01$ $\Delta U = 6^m, 4$		$\tau = 0,001$ $\Delta U = 3^m, 6$	
		min	max	min	max
< 0,1	$0,29 \cdot 10^{-9} \text{ см}$	0,12	0,6	0,001	0,006
0,1 - 1	$1,20 \cdot 10^{-9} \text{ см}$	0,57	2,8	0,006	0,03
1 - 10	$1,57 \cdot 10^{-9} \text{ см}$	0,71	3,5	0,007	0,04
10 - 100	$2,20 \cdot 10^{-9} \text{ см}$	1,00	5,0	0,01	0,05

Таблица 15.4. Расчетные потоки (минимальные и максимальные) рентгеновского излучения (фотоны $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) на Земле от AD Leo и YZ CMi при разных мощностях (r) или амплитудах (ΔU) вспышки и на разных диапазонах длин волн

Диапазон длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, Å	AD Leo				YZ CMi			
	$r = 0,01$ $\Delta U = 5^m,3$		$r = 0,001$ $\Delta U = 2^m,3$		$r = 0,01$ $\Delta U = 5^m,3$		$r = 0,001$ $\Delta U = 2^m,3$	
	min	max	min	max	min	max	min	max
0,1	0,3	1,5	0,003	0,015	0,10	0,5	0,001	0,005
0,1-1	1,4	7,5	0,014	0,075	0,45	3,0	0,004	0,03
1-10	1,8	8,7	0,02	0,09	0,56	2,7	0,006	0,027
10-100	2,5	12,5	0,05	0,12	0,80	4,8	0,008	0,048

излучения — они также представлены в табл. 15.4 — должны быть всего на 25% меньше, чем в случае UV Cet. Но у YZ CMi зарегистрированы довольно мощные вспышки — с амплитудой в U -лучах до $4 - 5^m$, а в одном случае до $\sim 6^m,6$, причем гораздо чаще, чем у AD Leo, хотя и примерно в полтора-два раза реже, чем у UV Cet. Поэтому зарегистрированных рентгеновских вспышек для YZ CMi должно быть больше, чем в случае AD Leo.

Таким образом, UV Cet, возможно, CN Leo ($M_V = 16^m,7$, $r_* = 2,35$ пс) и вслед за ними YZ CMi являются потенциально более вероятными источниками спонтанных рентгеновских вспышек, чем остальные вспыхивающие звезды, рассеянные в окрестностях Солнца, в том числе и AD Leo, EV Lac и др. Несмотря на оценочный характер проделанных вычислений, маловероятно, чтобы эти выводы претерпели существенные изменения. Вместе с тем подобный анализ можно проделать в отношении каждой вспыхивающей звезды типа UV Cet, находящейся вблизи Солнца, с целью выявления наиболее вероятных кандидатов для ведения патрульных наблюдений в рентгеновских лучах во внеатмосферных условиях.

Так обстоит дело со звездами типа UV Cet. Что касается рентгеновского излучения от вспыхивающих звезд, являющихся членами звездных ассоциаций и молодых скоплений, то ожидаемые потоки из-за их удаленности от нас будут крайне малыми: порядка $0,01$ фотоны $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ от одной вспыхивающей звезды в случае самого близкого агрегата — Гиад ($r_* = 40$ пс), $0,001$ фотоны $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — в случае Плеяд ($r_* = 125$ пс) и $0,0001$ фотоны $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — в случае Ориона ($r_* = 470$ пс) в предположении, что их излучательная способность в рентгеновском диапазоне такая же, как у UV Cet во время исключительно мощных вспышек, т.е. при $r = 0,01$ или $\Delta U \geq 6^m$. Однако при сверхмощных вспышках с амплитудой $\Delta U \geq 8^m$ мощность рентгеновского излучения может возрасти на три порядка, тогда ожидаемые потоки будут ~ 1 фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $0,1$ фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ от Плеяд и Ориона соответственно. В связи с последним замечанием не следует упускать из вида так называемые транзит-рентгеновские источники. Природа этих короткоживущих источников совершенно не ясна, подавляющее количество не отождествлено вовсе, а сделанные в немногих случаях попытки отождествления не внушают особого доверия. В таких условиях

остается какое-то место для предположения о том, что часть транзиент-рентгеновских источников может быть связана с иерархическими вспышками в популяции ординарных вспыхивающих звезд в агрегатах (см. гл. 17).

Характерная особенность проделанного выше количественного анализа, связанного с нахождением рентгеновских источников от вспыхивающих звезд, заключается в том, что все основные физические параметры излучающей среды, в первую очередь энергия быстрых электронов и их концентрация (или полное количество), выводятся непосредственно из данных оптических вспышек. Сохраняется и механизм генерации обоих типов вспышек, вернее, излучений в обоих диапазонах (оптическом и рентгеновском) — нетепловой бремсструлинг быстрых электронов. Выражаясь другими словами, осуществляется математическая экстраполяция от вспышек оптических к вспышкам рентгеновским в одной и той же среде при наблюдении всех физических закономерностей (связанных с переходом в этой области длин волн) и, главное, без каких бы то ни было новых предположений или дополнительных допущений. По существу, была рассмотрена задача: есть оптическая вспышка некоей звезды; требуется найти, какова будет ее рентгеновская вспышка?

5. Рентгеновское излучение комптоновского происхождения

В принципе рентгеновское излучение во время вспышки звезды может возникнуть также в результате многократно действующего обратного комптон-эффекта. Однако, как показывают оценочные расчеты, поток рентгеновских фотонов в этом случае существенно меньше, чем при нетепловом тормозном излучении.

Число рентгеновских фотонов с частотой больше ν_0 , возникающих в результате n -кратного рассеяния фотонов на быстрых электронах (n -кратный обратный комптон-эффект) в единицу времени и в расчете единичной поверхности фотосферы, можно определить из следующей формулы:

$$N(>\nu_0) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 \frac{\gamma^{2n}}{c^2} [\tau F_2(\tau) e^{-\tau}]^{n-1} J_2(x_0/\gamma^{2n}). \quad (15.14)$$

Ожидаемый поток рентгеновского излучения, найденный с помощью этой формулы, очень мал — меньше $0,001$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в области $\lambda < 100 \text{ \AA}$ и при $n = 3$.

Но относительно более эффективными в смысле генерации рентгеновских фотонов могут быть, оказывается, те вспышки, геометрия которых допускает возможность почти лобовой встречи исходящих из фотосферы фотонов с быстрыми электронами (см. гл. 4, рис. 4.2), т.е. когда преобразование частоты фотона происходит по закону $\nu = 4\gamma^2\nu_0$. В этом случае почти все фотоны звезды в U -полосе "перемещаются" в область с $\lambda < 100 \text{ \AA}$, а порядок величины потока рентгеновских фотонов на Земле можно будет найти по следующему приближительному соотношению:

$$N(< 100 \text{ \AA}) = \frac{q(U)}{4\pi r_*^2} \frac{\tau}{h\nu_U} \text{ фотонов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (15.15)$$

где $q(U)$ — полный поток излучения в спокойном состоянии звезды в U -лу-

чах, r_* — ее расстояние от нас, $h\nu_U$ — средняя энергия U -фотона. Найденные отсюда потоки рентгеновских фотонов при очень мощной вспышке, соответствующей значению $\tau = 0,01$, оказались равными 0,005, 0,08 и 0,16 фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для UV Cet, AD Leo и YZ CMi соответственно.

Из всего изложенного следует, что рентгеновское излучение вспыхивающих звезд практически целиком будет обусловлено нетепловым тормозным излучением быстрых электронов.

6. Отношение L_X/L_{opt} как параметр рентгеновской вспышки

Представляется удобным и целесообразным введение в дальнейший анализ безразмерного отношения L_X/L_{opt} в качестве самостоятельного параметра, не зависящего от расстояния звезды и характеризующего относительную излучательную способность звезды во время вспышки в рентгеновских лучах; здесь L_X — энергия в максимуме вспышки в заданном диапазоне рентгеновских лучей, L_{opt} — энергия в максимуме оптической вспышки в U -, B - или V -лучах.

В зависимости от механизма генерации рентгеновской вспышки с одной стороны, и оптической — с другой, мы будем иметь разные значения для отношения L_X/L_{opt} . Числовые значения L_X/L_{opt} могут быть найдены путем непосредственных наблюдений. Очевидно, сопоставление друг с другом найденных такими путями величин L_X/L_{opt} могут дать немало интересного, в частности, для выявления возможного механизма — модели — звездных вспышек.

Для нахождения теоретического значения L_X/L_{opt} в случае гипотезы быстрых электронов мы располагаем всеми нужными формулами и данными. Так, для нахождения полной энергии, излучаемой звездой радиуса R_* в максимуме вспышки в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 , мы имеем из (15.10)

$$L_X(\lambda_1 - \lambda_2) = 4\pi r_*^2 \int N_X^0 \frac{ch}{\lambda} d\lambda = 1,4 \cdot 10^{36} \tau^2 R_* Q(\lambda_1 - \lambda_2) \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (15.16)$$

где

$$Q(\lambda_1 - \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \omega^2 f(\omega, \gamma) d\lambda. \quad (15.17)$$

Значения $Q(\lambda_1 - \lambda_2)$ могут быть найдены путем численного интегрирования и с использованием табл. 15.1 и 15.2. Для некоторых рентгеновских диапазонов длин волн (или энергии фотонов), наиболее часто используемых в астрофизике, значения $Q(\lambda_1 - \lambda_2)$ следующие:

Интервал энергии фотона, кэВ	Интервал длин волн, Å	$Q(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot 10^{14} \text{ см}$
0,2 — 0,28	62,5 — 44,5	5,1
0,15 — 0,8	83,3 — 15,6	42
0,15 — 2,5	83,3 — 5	135
1 — 7	12,5 — 1,78	339

Далее, числовые значения L_{opt} для U -, B - и V -областей мы можем найти

Таблица 15.5. Отношение L_X/L_{opt} для двух диапазонов рентгеновского излучения (0,2 – 0,28 кэВ и 0,15 – 0,8 кэВ) в UVV -лучах при разных мощностях оптической вспышки ΔU . Звезда UV Cet

$\Delta U =$	1 ^m	2 ^m	4 ^m	6 ^m	8
0,2 ÷ 0,28 кэВ					
L_X/L_U	0,0004	0,0012	0,008	0,03	0,09
L_X/L_B	0,0008	0,0024	0,017	0,07	0,13
L_X/L_V	–	0,0065	0,045	0,18	0,36
0,15 ÷ 0,8 кэВ					
L_X/L_U	0,0034	0,010	0,007	0,29	0,73
L_X/L_B	0,0064	0,020	0,14	0,62	1,07
L_X/L_V	–	0,052	0,37	1,50	2,95

из следующих соотношений:

$$\begin{aligned}
 L_U &= q(U) [10^{0,4\Delta U} - 1] \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \\
 L_B &= q(B) [10^{0,4\Delta B} - 1] \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \\
 L_V &= q(V) [10^{0,4\Delta V} - 1] \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1},
 \end{aligned}
 \tag{15.18}$$

где $q(U)$, $q(B)$ и $q(V)$ берутся для конкретных звезд из табл. 6.7, а величины ΔU , ΔB и ΔV – с графиков их зависимостей от мощности вспышки τ (типа рис. 6.2 и 6.3).

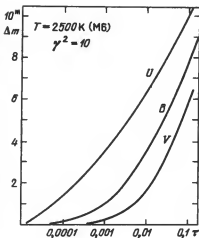
В явном виде L_{opt} пропорциональна первой степени τ , а L_X , как следует из (15.16), пропорциональна τ^2 . Поэтому отношение L_X/L_{opt} в случае гипотезы быстрых электронов должно расти с увеличением τ . Такое поведение L_X/L_{opt} следует считать одним из важных свойств, вытекающих из гипотезы быстрых электронов.

С помощью приведенных выше соотношений были найдены числовые значения отношений L_X/L_U , L_X/L_B и L_X/L_V для двух звезд – UV Cet и

Таблица 15.6. Отношение L_X/L_{opt} для двух диапазонов рентгеновского излучения (0,15 – 0,8 кэВ и 1 – 7 кэВ) в UVV -лучах и при разных мощностях оптической вспышки ΔU . Звезда YZCMi

$U =$	1 ^m	2 ^m	3 ^m	4 ^m	5
0,15 ÷ 0,8 кэВ					
L_X/L_U	0,016	0,06	0,27	0,49	1,20
L_X/L_B	0,031	0,12	0,50	0,87	2,41
L_X/L_V	–	0,53	1,50	2,45	7,10
1 ÷ 7 кэВ					
L_X/L_U	0,13	0,46	2,21	3,95	9,7
L_X/L_B	0,25	0,97	4,03	7,02	19,5
L_X/L_V	–	4,3	12,1	20,0	57,0

Рис. 15.5. Графические зависимости между амплитудами вспышки ΔU , ΔB , ΔV и мощностью вспышки τ для звезды UV Cet ($T_* = 2500$ K, M6) в случае гауссова распределения энергии быстрых электронов и с учетом ионизационного тормозного излучения



YZ CMi — и в разных диапазонах энергии рентгеновских фотонов. Для облегчения расчетов на рис. 15.5 представлены кривые зависимости ΔU , ΔB и ΔV от τ для UV Cet — звезды класса M6 ($T_* = 2500$ K), соответствующие случаю гауссова распределения быстрых электронов и с учетом их тормозного излучения в оптическом диапазоне (при больших τ). Полученные результаты представлены в табл. 15.5

и 15.6, причем во избежание недоразумений при осмыслении результатов в этих таблицах приведены только нижние значения этих отношений; для нахождения их верхних значений эти числа следует умножить на 5 (как это было сделано при составлении табл. 15.3 и 15.4).

Приведенные в этих таблицах данные позволяют сделать ряд интересных выводов. Прежде всего, отношение L_X/L_{opt} действительно оказалось возрастающей функцией от ΔU — от мощности вспышки, причем во всех диапа-

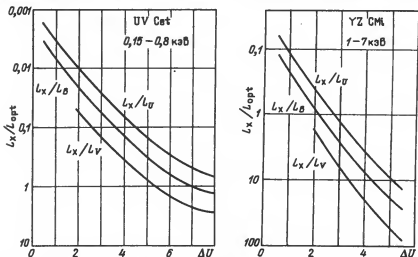


Рис. 15.6. Графическая зависимость между параметрами L_X/L_V , L_X/L_B , L_X/L_U и амплитудой вспышки ΔU при энергии рентгеновских фотонов 0,15–0,8 кэВ (гипотеза быстрых электронов). График построен для звезды UV Cet.

Рис. 15.7. То же, что на рис. 15.6 для случая энергии рентгеновских фотонов 1–7 кэВ и для звезды YZ CMi

зонах как рентгеновского, так и оптического излучения. Для наглядности это свойство в поведении L_X/L_{opt} проиллюстрировано графически на рис. 15.6 и 15.7. Эти графики могут быть использованы также для нахождения ожидаемой из гипотезы быстрых электронов величины L_X/L_{opt} по наблюдаемой амплитуде оптической вспышки ΔU . Далее, для одной и той же звезды может иметь место, оказывается, как условие $L_X/L_{\text{opt}} < 1$, так и $L_X/L_{\text{opt}} > 1$ — первое в случае слабых вспышек и для области мягкого рентгена, второе — в основном для жесткого рентгена (1–7 кэВ) или при очень мощных вспышках (большие значения ΔU). Наконец, независимо от энергетических диапазонов в рентгене и мощности вспышки в оптическом диапазоне для всех звезд действует также условие

$$\frac{L_X}{L_U} < \frac{L_X}{L_B} < \frac{L_X}{L_V}. \quad (15.19)$$

Таковы в общих чертах основные свойства параметра L_X/L_{opt} , вытекающие из гипотезы быстрых электронов.

7. Свойства рентгеновских вспышек, предсказываемые гипотезой быстрых электронов

Мы можем теперь сформулировать основные свойства рентгеновских вспышек звезд, вытекающие из гипотезы быстрых электронов. На данном этапе изучения этого вопроса рассматриваются, как наиболее существенные, следующие пять свойств:

1. Длительность рентгеновской вспышки должна быть существенно меньше длительности оптических вспышек.

2. Частота рентгеновских вспышек, доступных обнаружению, должна быть более чем на порядок меньше частоты оптических вспышек.

3. Мощности рентгеновских вспышек у данной звезды могут отличаться друг от друга в несколько раз при одной и той же амплитуде оптической вспышки. Это свойство можно сформулировать и иначе: удельная мощность рентгеновского излучения на единичную амплитуду оптической вспышки может оказаться и непостоянной величиной для данной звезды с точностью постоянного коэффициента от единицы до пяти.

4. Предвидится определенное поведение величины отношения L_X/L_{opt} , в частности:

а) L_X/L_{opt} должно увеличиваться с увеличением ΔU у всех вспыхивающих звезд и в любом рентгеновском диапазоне.

б) Для одной и той же звезды возможны как случаи $L_X/L_{\text{opt}} > 1$, так и $L_X/L_{\text{opt}} < 1$, в зависимости от мощности вспышки и энергии рентгеновского фотона.

в) Отношение L_X/L_{opt} в U -, B -, V -областях подчиняется условию (15.19) независимо от мощности вспышки в оптическом и рентгеновском лучах.

5. Рентгеновская вспышка должна сопровождаться появлением эмиссионной линии 4686 HeII в спектре звезды. При этом нисходящая ветвь световой кривой 4686 HeII должна занимать промежуточное положение между световыми кривыми в рентгеновских и оптических лучах.

Перечисленные свойства вместе с тем являются теоретическими предсказаниями, вытекающими из гипотезы быстрых электронов. Существуют

ли какие-либо реальные возможности для их проверки? По-видимому, да. Самым непосредственным и наиболее убедительным способом проверки может быть вывод специальной астрофизической обсерватории за пределы земной атмосферы. Такая обсерватория должна иметь один большой оптический телескоп и сравнительно узконаправленные рентгеновские детекторы. При этом оптические оси обоих типов приемников излучения должны быть параллельны друг другу. С помощью орбитальной системы ориентации и стабилизации вся станция нацеливается на выбранную вспыхивающую звезду. Программа наблюдений должна предусматривать прежде всего патруль на длительное время оптических вспышек прямо на орбите с помощью оптического телескопа (целесообразно использовать ультрафиолетовый диапазон, где амплитуда вспышки больше). Строго синхронно должна вестись также регистрация показаний рентгеновских детекторов. Остается сопоставить после этого данные измерений рентгеновских детекторов с результатами оптических наблюдений за вспышками.

8. Открытие рентгеновского излучения вспыхивающих звезд

Рентгеновское излучение вспыхивающих звезд — во время их вспышки — было открыто в 1975 — 1977 гг., спустя десять лет после появления гипотезы быстрых электронов, предсказавшей возможность этого явления [1].

За период 1967 — 1978 гг. были сделаны по крайней мере четыре попытки обнаружения рентгеновского излучения в момент вспышки звезд типа UV Cet путем прямых наблюдений во внеатмосферных условиях.

Первая из них была предпринята с помощью орбитальной солнечной обсерватории "OSO-3", оснащенной рентгеновскими детекторами, чувствительными в диапазоне энергии фотонов 7,7 — 12,5 кэВ (1,6 — 1,0 Å). В 1967 — 1968 гг. эпизодически были проведены наблюдения четырех вспыхивающих звезд — UV Cet, YZ CMi, EV Lac и AD Leo. Однако результаты этих наблюдений появились в печати лишь в 1975 году [6].

Вторая по времени попытка обнаружения рентгеновских вспышек у звезд была предпринята с помощью "ANS" — Астрономического Спутника Нидерландов в периоды 19 — 22 октября 1974 г. и 3 — 9 января 1975 г. путем наблюдений двух вспыхивающих звезд — YZ CMi и UV Cet [7]. Наблюдения были проведены с помощью двух групп рентгеновских детекторов, чувствительных в диапазонах энергии фотонов 0,2 — 0,28 кэВ (62–44 Å) и 1 — 7 кэВ (12,4 — 1,8 Å).

В обоих случаях — "OSO-3" и "ANS" — рентгеновские наблюдения были проведены с довольно малым временным разрешением — около 15 с (время накопления измерительной системы).

Третья попытка ставила целью проведение рентгеновских наблюдений с помощью спутника "SAS-3" одной вспыхивающей звезды — YZ CMi — с координированными наземными наблюдениями в оптическом и в радиодиапазоне в период с 30 ноября по 3 декабря 1975 г. [8]. За этот период были зафиксированы 31 оптическая вспышка умеренной силы и 11 радиовспышек. К сожалению, была пропущена возможность проведения рентгеновских измерений во время самой мощной из этой серии оптических вспышек, с амплитудой $\Delta U = 3^m$. Одновременными оптическими, радио- и рентгеновскими наблюдениями удалось покрыть всего 30% общего

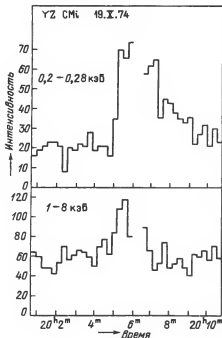


Рис. 15.8. Рентгеновские световые кривые вспышки YZ CMi (19.X.74) в двух диапазонах длин волн: 62–44 А (вверху) и 12,4–1,8 А (внизу). Вертикальная шкала – число импульсов за 16 с

времени кооперированных наблюдений. В результате только для трех и совсем не сильных ($\Delta U \sim 1''$) оптических вспышек имеются данные о рентгеновских потоках, превышающие верхние пределы 3σ , в интервале энергий фотонов 0,15–0,8 кэВ.

Во время четвертой попытки [9], предпринятой в октябре–ноябре 1977 г. с помощью специализированного рентгеновского спутника "НЕАО-1", были зафиксированы по две рентгеновские вспышки от двух близких вспыхивающих звезд AT Mic и AD Leo в интервале энергий 0,15–2,5 кэВ. К сожа-

лению, эти рентгеновские измерения не были сопровождаемы наземными оптическими наблюдениями и столь нужные амплитуды для этих вспышек в оптических лучах отсутствуют.

Ниже результаты всех этих четырех серий наблюдений будут проанализированы в разных аспектах.

Потоки рентгеновских вспышек. В период наблюдений "OSO-3" было просканировано примерно 80 оптических вспышек от упомянутых выше четырех звезд. Однако результаты оказались отрицательными: рентгеновское излучение в диапазоне 1,6 – 1,0 Å не было обнаружено в пределах точности измерения во время этих оптических вспышек; в этом случае были получены лишь статистические верхние пределы потоков, хотя в отдельных случаях зарегистрированные потоки оказались слегка превышающими эти верхние пределы.

В период наблюдений "ANS" была весьма четко зарегистрирована одна вспышка YZ CMi (19 октября 1974 г.) одновременно в двух диапазонах – 0,2 – 0,28 кэВ ($\bar{\lambda} \approx 50$ Å) и 1 – 7 кэВ ($\bar{\lambda} \approx 7$ Å), однако без сопутствующего оптического наблюдения; рентгеновские световые кривые этих наблюдений приведены на рис. 15.8. Полная энергия, освобожденная во время указанной вспышки YZ CMi ($r_* = 6,06$ пс) оказалась равной $4,2 \pm 0,3 \cdot 10^{31}$ эрг и $1,9 \pm 0,4 \cdot 10^{32}$ эрг в областях $\bar{\lambda} = 50$ Å и $\bar{\lambda} = 7$ Å соответственно. Интенсивность на максимумах световых кривых оказались равными, соответственно, $2,5 \pm 0,4 \cdot 10^{29}$ и $3,6 \pm 0,7 \cdot 10^{30}$ эрг · с⁻¹, или 1,9 и 1,8 фотон · см⁻² · с⁻¹ для потоков излучения на Земле. Как видим,

эти наблюдаемые потоки оказались в пределах предсказанных гипотезой быстрых электронов величин для YZ CMi (см. табл. 15.4).

В случае UV Cet с помощью "ANS" было зарегистрировано довольно сильное рентгеновское излучение во время одной ее вспышки, имевшей место 8 января 1975 г., причем вспышка, судя по удачно снятой световой кривой в V-лучах (рис. 15.9), была очень мощной: ее амплитуда в V-лучах оказалась равной $\sim 2^m$, чему соответствует $\Delta U = 6^m,8$ ($\tau = 0,012$, см. рис. 15.5). Наблюдения рентгеновского излучения во время этой вспышки были проведены, к сожалению, только в одном диапазоне — $62 - 44 \text{ \AA}$. Полная энергия, освобожденная в указанном диапазоне, составляла $2,9 \pm \pm 0,6 \cdot 10^{29} \text{ эрг}$, а рентгеновская светимость в момент максимума вспышки — $6,1 \pm 1,3 \cdot 10^{28} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, или $2,3 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для потока на Земле. И эта величина находится в пределах, предсказанных теорией (см. табл. 15.3).

Потоки рентгеновских фотонов, зарегистрированные "SAS-3" во время упомянутых выше трех вспышек YZ CMi, оказались меньше 0,04, 0,029 и 0,025 фотон $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в интервале 0,15 — 0,8 кэВ [8], что вообще-то соответствует случаю $\tau < 0,001$ (см. табл. 15.4).

Таким образом, в немногих пока случаях измерения потоков рентгеновских фотонов в максимальной фазе вспышки полученные величины оказались в пределах, предсказанных гипотезой быстрых электронов.

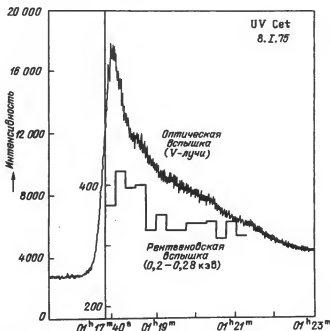


Рис. 15.9. Оптические (в V-лучах) и рентгеновские световые кривые, найденные во время вспышки UV Cet 8.1.75. Вертикальная шкала рентгеновской кривой — число импульсов за 0,5 с, шкала оптической кривой — число импульсов за 16 с

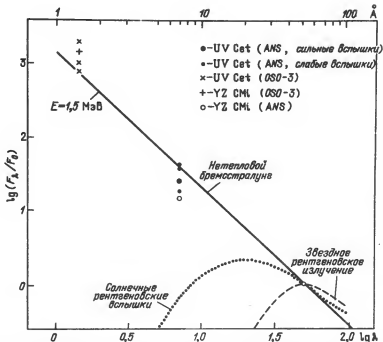


Рис. 15.10. Сопоставление усредненной "звездной рентгеновской эмиссии" с данными рентгеновской вспышки YZ CMi (реальные измерения) и UV Cet (верхние пределы). Пунктирной линией нанесен спектр мощных рентгеновских вспышек Солнца. Сплошная линия — нетепловое тормозное излучение быстрых электронов при $E = 1,5$ МэВ

Спектр рентгеновской вспышки. До 1978 г. спектр рентгеновского излучения был известен только для двух звезд — Капеллы и Солнца. У этих звезд рентгеновское излучение исходит от их короны и имеет тепловое происхождение (тепловое тормозное излучение), соответствующее температуре короны порядка $2 \cdot 10^6 - 10^7$ К. Пользуясь данными наблюдений для Капеллы [10] и Солнца [11], можно построить усредненный спектр так называемой "звездной рентгеновской эмиссии"; этот спектр изображен в правом нижнем углу рис. 15.10, причем величина интенсивности принята за единицу на $\lambda = 50$ Å. Как видим, максимум "звездной рентгеновской эмиссии" находится на ~ 50 Å; во всяком случае в области $\lambda < 50$ Å мы наблюдаем только спад интенсивности.

На том же рисунке разными символами нанесены результаты упомянутых выше рентгеновских наблюдений YZ CMi и UV Cet, т.е. отношение интенсивностей $F(\lambda)/F_0$ (где $F_0 = F(50 \text{ Å})$) для диапазонов $\lambda \sim 50$ Å и $\lambda \sim 7$ Å.

Здесь необходимо отметить, что только один символ на рис. 15.10 (кружок для YZ CMi) представляет собой реально измеренное отношение для потоков излучения; остальные символы дают только их верхние пределы. Это относится, в частности, и к четырем слабым оптическим вспышкам UV Cet (4 — 6 января 1975 г.), верхние пределы потоков рентгеновского

излучения которых были зафиксированы с помощью "ANS" одновременно в двух диапазонах длин волн — $\bar{\lambda} \approx 50 \text{ \AA}$ и $\bar{\lambda} \approx 7 \text{ \AA}$ (подробности см. в [12]).

Как следует из этого рисунка, в отличие от спектра рентгеновского излучения коронального происхождения, спектр рентгеновской эмиссии вспыхивающей звезды (YZ CMi) продолжает расти в коротковолновой области и ее максимум находится во всяком случае в области $\lambda < 7 \text{ \AA}$ (светлый кружок), т.е. в области, по крайней мере на порядок короче длины волны максимума в случае звездных корон. Мы имеем, таким образом, некоторое указание на существование расхождения между рентгеновскими спектрами вспыхивающих звезд и нормальных звездных корон.

Сделанное заключение сохраняет свою силу и в том случае, когда сопоставление проводится со спектром солнечных рентгеновских вспышек. Согласно существующей точке зрения эффективная температура солнечных рентгеновских вспышек чуть выше 10^7 K . Для полной уверенности на рис. 15.10 пунктирной линией проведен также наблюдательный спектр сильных рентгеновских вспышек Солнца [13]. Как видим, в области коротких волн оба спектра рентгеновской вспышки — YZ CMi и Солнца — идут в противоположных направлениях, во всяком случае в области от 50 до 7 \AA , т.е. подъем в первом случае и спад — во втором.

На рис. 15.10 сплошной линией нанесен также теоретический спектр излучения, обусловленного нетепловым тормозным излучением быстрых электронов при $E = 1,5 \text{ МэВ}$ (см. табл. 15.1). Этот спектр, по крайней мере в качественном отношении, не находится в противоречии с наблюдениями хотя бы в случае вспышки YZ CMi. В принципе возможно объяснить наблюдаемые данные для YZ CMi также в рамках тормозного излучения тепловых электронов с эффективной температурой примерно в 5 — 10 раз выше той, которую мы имеем в случае мощных солнечных вспышек. Поэтому делать окончательные выводы из этих данных о том, в какой мере рентгеновские вспышки звезд имеют тепловую или нетепловую природу, крайне затруднительно. Только наблюдения, проведенные в области длин волн 1 — 2 \AA и короче, дадут нам убедительный ответ на поставленный вопрос, поскольку максимум рентгеновского спектра в случае нетеплового излучения ожидается на 0,05 \AA для числа фотонов или $\sim 0,03 \text{ \AA}$ для интенсивности (см. раздел 1 этой главы).

Отношение L_X/L_{opt} по данным наблюдений. По крайней мере для одной вспышки UV Cet и трех вспышек YZ CMi имеются строго одновременные наблюдения в рентгеновских и оптических лучах. Следовательно, для этих вспышек мы можем найти наблюдаемые величины параметра L_X/L_{opt} (табл. 15.7). Рядом приведены ожидаемые по гипотезе быстрых электронов значения (минимальные) для L_X/L_U и L_X/L_B , рассчитанные с помощью формул (15.17), (15.18) и по величине наблюдаемой амплитуды ΔU или ΔB . Впрочем, в данном случае величины L_X/L_{opt} мы можем найти также из графиков, приведенных на рис. 15.6 и 15.7.

Как следует из приведенных в табл. 15.7 результатов, согласие между наблюдениями и предсказаниями по гипотезе быстрых электронов величинами L_X/L_{opt} более чем хорошее; во всяком случае столь близкое совпадение в данном случае нельзя считать случайным.

Т а б л и ц а 15.7. Наблюдаемые и теоретические (гипотеза быстрых электронов) отношения, L_X/L_{opt} , для некоторых вспышек, зарегистрированных одновременно в рентгеновских и оптических лучах (первые четыре строки). В шести случаях (последующие строки) наблюдения велись только в рентгеновских лучах.

Звезда	Вспышка	X-лучи, кэВ	L_X , эрг · с ⁻¹	Оптич. амплитуда
UV Cet	8.I.75	0,2–0,28	$6,9 \cdot 10^{28}$	$\Delta U = 6^m,8$
YZ CMi	30.XI.76	0,15–0,8	$0,85 \cdot 10^{29}$	$\Delta B = 0,91$
YZ CMi	2.XII.75	0,15–0,8	$0,61 \cdot 10^{29}$	$\Delta B = 0,80$
YZ CMi	2.XII.75	0,15–0,8	$0,55 \cdot 10^{29}$	$\Delta B = 0,88$
AT Mic	25.X.77	0,15–2,5	$1,6 \cdot 10^{31}$	($\Delta U = 4,5$)
AT Mic	27.X.77	0,15–2,5	$4,6 \cdot 10^{30}$	($\Delta U = 4,0$)
AD Leo	19.XI.77	0,15–2,5	$1,3 \cdot 10^{30}$	($\Delta U = 3,3$)
AD Leo	24.XI.77	0,15–2,5	$1,6 \cdot 10^{30}$	($\Delta U = 3,5$)
YZ CMi	19.X.74	0,2–0,28	$2,5 \cdot 10^{29}$	($\Delta U = 2,2$)
YZ CMi	19.X.74	1–7	$3,6 \cdot 10^{30}$	($\Delta U = 2,2$)

Т а б л и ц а 15,7 (окончание)

Звезда	L_{opt} , эрг · с ⁻¹	L_X/L_{opt}		Литература
		Набл.	Теор.	
UV Cet	$2,0 \cdot 10^{30}$	0,03	0,06	7
YZ CMi	$3,0 \cdot 10^{29}$	<0,28	0,23	8
YZ CMi	$2,56 \cdot 10^{29}$	<0,24	0,23	8
YZ CMi	$2,90 \cdot 10^{29}$	<0,19	0,25	8
AT Mic	($8,2 \cdot 10^{30}$)	—	2,0	9
AT Mic	($5,1 \cdot 10^{30}$)	—	1,0	9
AD Leo	($2,6 \cdot 10^{30}$)	—	0,5	9
AD Leo	($3,2 \cdot 10^{30}$)	—	0,5	9
YZ CMi	($2,6 \cdot 10^{29}$)	—	1,0	7
YZ CMi	($2,6 \cdot 10^{29}$)	—	14	7

В случае шести вспышек — по две вспышки для AT Mic, AD Leo и YZ CMi, для которых имеются только рентгеновские наблюдения без оптического сопровождения, можно найти значения L_X/L_{opt} полуэмпирическим путем. Действительно, пользуясь формулой (15.16), мы сначала находим числовые значения τ по наблюдаемой величине рентгеновского потока из соотношения

$$\tau = 0,71 \cdot 10^{-36} \frac{L_X(\lambda_1 - \lambda_2)}{R_* Q(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (15.20)$$

затем, пользуясь графиками рис. 15.5 или 6.2, величину амплитуды ΔU ненаблюдаемой в U-лучах вспышки, соответствующую только что найденной величине τ . Имея ΔU , нетрудно уже найти L_U из (15.18) — обе эти

величины приведены в табл. 15.7 в скобках. Так, мы находим величины отношения L_X/L_U для трех рентгеновских вспышек, которые не наблюдались одновременно в оптических лучах. К сожалению, ценность найденных таким путем параметров L_X/L_{opt} невелика, так как их не с чем сравнивать. Однако со временем, по мере накопления результатов синхронных наблюдений, подобные полуэмпирические оценки L_X/L_{opt} станут пригодными.

Как было отмечено выше, параметр L_X/L_{opt} может служить удобным средством для сравнения той или иной теоретической модели вспышки с наблюдениями. В случае гипотезы быстрых электронов такое сопоставление, как мы видели выше, говорит в ее пользу. В связи с этим излишне будет привести здесь также значения L_X/L_{opt} , вытекающие из других моделей звездной вспышки. Так, в тепловой модели генерации вспышек, предложенной Гриндлеем [2], ожидаемая величина L_X/L_B имеет порядок 1000 (в диапазоне 0,15–0,8 кэВ). В другой, магнитной, модели генерации звездных вспышек [15] ожидаемая величина L_X/L_B порядка 0,001–0,02 (более подробно см. [8]). Как видим, в обеих моделях расхождение с наблюдениями значительное.

Анализируя результаты наблюдений упомянутых выше двух рентгеновских вспышек AT Mic и AD Leo (см. табл. 15.7), Батлер и др. [20] приходят к следующему сопоставлению наблюдаемой величины L_X/L_B с различными моделями:

	L_X/L_B
Гриндлей	1000
Маллэн	0,003
Гурзадян	> 2,6
Наблюдения	~3

Заметим, что крайние оценки в первых двух моделях отличаются друг от друга в миллион раз.

Световая кривая рентгеновской вспышки. Один из важных аспектов теории быстрых электронов относится к продолжительности рентгеновских вспышек: она должна быть существенно меньше продолжительности оптических вспышек. Во время упомянутой выше вспышки UV Cet удалось снять обе световые кривые — оптическую и рентгеновскую (см. рис. 15.9), и они подтверждают это предсказание: продолжительность оптической вспышки в этом случае составляла не менее 8 мин, в то время как рентгеновской — около 50 с (более чем в десять раз короче).

Продолжительность большинства оптических вспышек едва составляет одну минуту. Отсюда следует, что продолжительность рентгеновских вспышек в подавляющем числе случаев должна быть чрезвычайно короткой — порядка нескольких секунд. Такие рентгеновские вспышки, точнее всплески, не могут быть зафиксированы аппаратурой, постоянная времени которой порядка 15 с. Наблюдаемые интенсивности, введенные в результате таких продолжительных интегрирований измеряющей системы, будут, очевидно, намного ниже ожидаемых потоков. Возможно, в этом следует искать причину того, что наблюдаемая точка для YZ CMi на рис. 15.10 все-таки оказалась ниже теоретического спектра. Быть может, в этом кроется также причина отрицательных результатов наблюде-

ний вспыхек "OSO-3" в диапазоне 7,7–12,5 кэВ, о которых шла речь выше.

Теория быстрых электронов предсказывает очень высокие мгновенные интенсивности на максимуме рентгеновских вспыхек. К сожалению, часто это обстоятельство не принимается во внимание, когда проводится сравнение теории с наблюдениями [6, 13]. Исключительная кратковременность или мгновенность нахождения звезды в состоянии максимальной излучательной способности в рентгеновских лучах (на максимуме световой кривой) приводит к тому, что всегда, если не предпринять особых предосторожностей, уровни наблюдаемых интенсивностей могут



Рис. 15.11. Относительные формы световых кривых для оптической, радио- и рентгеновской вспышек для звезд типа UV Cet (схема)

оказаться ниже теоретически ожидаемых. Очевидно, эта разница уменьшится с уменьшением времени накопления рентгеновской счетной системы. Весь вопрос заключается в том, каков порядок величины продолжительности максимума на рентгеновской световой кривой. Некую оценку по этому вопросу можно получить из следующих рассуждений.

Кристалды и Родано [24], работая с временным разрешением 0,5 с, сумели записать тонкую структуру световой кривой в оптических лучах в максимуме вспышки. В результате они открыли поразительную вещь: очень острые — нглоподобные — кривые блеска и очень кратковременные максимумы вспышки. Существенные изменения блеска, оказываются, могут иметь место в течение долей секунды. Но продолжительность рентгеновской вспышки, как мы видели выше, на порядок меньше оптических вспышек. Поэтому мы приходим к выводу, что продолжительность максимума на рентгеновской световой кривой должна быть крайне мала — порядка сотых долей секунды. Разумеется, при времени накопления рентгеновской счетной системы в 15 с такие чрезвычайно острые максимумы не могли бы быть зарегистрированы.

На основе всего изложенного можно попытаться представить относительные формы световых кривых и их взаимосвязь при вспышке звезд в трех фундаментальных диапазонах электромагнитных колебаний — рентгеновском, оптическом и радио; такое сопоставление показано на рис. 15.11. Рентгеновские вспышки должны быть признаны как самые кратковременные, а радиовспышки — как самые продолжительные. Существует определенная последовательность и в "стартах" вспыхек: пер-

вой появляется радиовспышка, затем, почти одновременно, оптическая и рентгеновская.

Таким образом, хотя имеющиеся наблюдательные данные о рентгеновском излучении вспыхивающих звезд далеко не полные, тем не менее они не находятся в противоречии с гипотезой быстрых электронов как основного средства для генерации всех типов вспышек — оптической, радио- и рентгеновской. При этом вспышки в этих трех диапазонах индуцируются одними и теми же быстрыми электронами.

Вместе с тем следует отметить, что сам по себе факт обнаружения рентгеновского излучения в момент вспышки у вспыхивающих звезд типа UV Cet, несомненно, имеет чрезвычайно важное значение, поскольку этим еще резче подчеркивается необычность и масштабность процессов, протекающих в этих объектах. Не вызывает сомнений, что именно через понимание природы рентгеновского излучения мы придем к пониманию природы самой вспышки и прочих взрывоподобных явлений у вспыхивающих звезд, в частности, и у нестационарных звезд вообще. С этой точки зрения метод сопоставления основных параметров рентгеновского излучения вспыхивающих звезд — спектра, потоков излучения, световых кривых, параметра L_X/L_{opt} и др., предсказанных различными теоретическими моделями, с их наблюдательными величинами — может оказаться весьма продуктивным.

9. Рентгеновское излучение вспыхивающих звезд в их спокойном состоянии

Решающий этап в проблеме рентгеновского излучения вспыхивающих звезд наступил с выводом в 1979 г. на орбиту вокруг Земли мощной рентгеновской обсерватории "Эйнштейн" ("HEAO-2") [14, 22]. Именно благодаря "Эйнштейну" стали появляться данные об излучательной способности вспыхивающих звезд в рентгеновском диапазоне в их спокойном, вне вспышек, состоянии. Полученные при этом значения отношения F_X/F_V , где F_X и F_V — потоки в рентгеновском (0,2—4,0 кэВ) и фотовизуальном (V) диапазонах соответственно, оказались для вспыхивающих звезд больше, чем мы имели у нормальных звезд главной последовательности (разница составляет от трех до шести порядков). К такому выводу мы приходим, сопоставляя данные табл. 15.8 и 15.9; в первой из них приведены значения F_X/F_V в единицах 10^{-5} для группы обычных звезд, а во второй — те же величины и в тех же единицах для 16 вспыхивающих звезд. Собственно говоря, три звезды из второй таблицы (Ross 47, 40 Eri A и Gl 490 B) не являются вспыхивающими. Уже сейчас чувствуется, что со временем относительная мощность рентгеновского излучения той или иной звезды может стать надежным индикатором ее зачисления в категорию вспыхивающих. У этих трех звезд значения F_X/F_V оказались на два—три порядка больше, чем у нормальных звезд. Особо выделяется среди них звезда Gl 490 B; для нее отношение F_X/F_V почти такое же, как у типично вспыхивающей звезды CN Leo. Именно по этой причине и Gl 490 B была включена в список вспыхивающих звезд (см. табл. 1.1), хотя оптическая вспышка у нее не была зафиксирована ни разу.

Таблица 15.8. Относительная мощность рентгеновского излучения F_X/F_V нормальных звезд разных спектральных классов и классов светимости

Звезда	Спектр	$(F_X/F_V) \cdot 10^5$	Звезда	Спектр	$(F_X/F_V) \cdot 10^5$
θ^1 Ori C	Обер	6,76	ϵ Ori	B	1,0
χ Car	B3	0,16	α Oph	A	0,20
β Per	B8	8,71	α Car	F0 I	0,046
γ Gem	A1	0,27	β Lep	G III	0,13
α Lyr	A0 V	0,016	α Ser	K	0,035
ρ Psc	F1 V	6,90	α Ari	K2 III	0,02
α Tri	F2 V	4,90	β Peg	M2 II	0,12
α Cen A	G2 V	0,24	α Ori	M2 I	0,016
α Cen B	K5 V	1,86	α Sco	M1 I	0,008
ϵ Eri	K2 V	13,8			

То, что у вспыхивающих звезд отношение F_X/F_V очень велико, а в некоторых случаях оно становится даже порядка единицы (EQ Peg, UV Cet), свидетельствует о том, что условия в их атмосферах и в первую очередь в короне радикальным образом отличаются от тех, которые мы имеем у нормальных звезд. В частности, очень высокие значения рентгеновской эмиссии в их спокойном, вне вспышки, состоянии говорят о том, что звезда между вспышками отнюдь не находится в спокойном состоянии, и что у нее идет либо нечто вроде перманентной вспышки умеренной мощности, достаточной для поддержания высокого уровня активности ее короны, либо сказывается инерция прошедшей вспышки, либо первое и второе одновременно.

Сам факт обнаружения рентгеновского излучения у вспыхивающих звезд, к тому же с такой невероятной мощностью, должен быть расценен как решительный аргумент при проверке той или иной теории звездной вспышки, ведь были же предложены теории или гипотезы, вообще не допускающие возможности генерации рентгеновского излучения у этих звезд. Что касается гипотезы быстрых электронов, то она предсказала

Таблица 15.9. Относительная мощность рентгеновского излучения F_X/F_V вспыхивающих звезд

Вспыхивающая звезда	Спектральный класс	$(F_X/F_V) \cdot 10^5$	Вспыхивающая звезда	Спектральный класс	$(F_X/F_V) \cdot 10^5$
40 Eri C	dM4,5e	1,0	EQ Peg A	dM3,5e	5200
BD +43° 44	dM2,5e	50	Proxima Cent.	dM5e	5700
DO Cep	dM4,5e	360	WX UMa	dM5e	9500
Ross 47 (?)	dM5,5	370	YZ CMi	dM4,5e	~10000
EQ Vir	dK5e	850	GI 490 B (?)	dM4e	12000
YY Gem	dM0,5e	1800	CN Leo	dM8e	13000
40 Eri A (?)	dK1e	2000	UV Cet	dM5,5e	18000
Wolf 630	dM4,5e	5000	EQ Peg B	dM4,5e	34000

не только рентгеновскую эмиссию у вспыхивающих звезд, но и возможность того, что у иных вспыхивающих звезд во время вспышки отношения, например, F_X/F_V может быть больше единицы, и даже значительно.

10. Рентгеновские вспышки Proxima Centauri

Получилось так, что Proxima Centauri = α Cen C (Ближайшая Центавра), одна из интересных вспыхивающих звезд класса dM5e, стала объектом неоднократных наблюдений "Эйнштейна" — возможно, из-за ее близости к нам вообще.

Первая попытка регистрации рентгеновского излучения с помощью "SAS-3" в 1977 г. успеха не имела [15]. Вслед за этим была предпринята попытка [16] наблюдать α Cen C с помощью "Эйнштейна" в период 6–7 марта 1979 г., и тут же была зарегистрирована довольно сильная рентгеновская эмиссия в спокойном, вне вспышки, состоянии этой звезды. При этом рентгеновская светимость оказалась равной $L_X = 1,5 \cdot 10^{27}$ эрг \cdot с⁻¹ (при $r = 1,31$ пс). Приписывалась эта эмиссия короне α Cen C. При болометрической светимости α Cen C $L_{bol} = 6,7 \cdot 10^{30}$ эрг \cdot с⁻¹ это дает для отношения $L_X/L_{bol} = 2,2 \cdot 10^{-4}$. Для Солнца обычно $(L_X/L_{bol})_\odot = 1,3 \cdot 10^{-6}$. Следовательно, корона α Cen C мощнее короны Солнца по крайней мере в 100 раз.

В первый день наблюдений (6 марта) рентгеновские детекторы "Эйнштейна" отмечают вспышку [17], во время которой уровень рентгеновского излучения поднялся примерно в 4–5 раз — в максимуме вспышки рентгеновская светимость достигала $\sim 7,4 \cdot 10^{27}$ эрг \cdot с⁻¹. Продолжительность вспышки была довольно большая — около 40 мин. К сожалению, эта вспышка не наблюдалась в оптическом диапазоне. Была сделана попытка оценить физические условия в короне, в частности, предполагалось, что во время вспышки температура короны поднялась от $\sim 4 \cdot 10^6$ К до $\sim 17 \cdot 10^6$ К.

В период указанных наблюдений были проведены также синхронные слежения в оптическом и радиодиапазоне. При этом отмечается отсутствие оптической и радиоэмиссии во время рентгеновской вспышки. Этот странный результат в [18] пытаются объяснить тем, что охлаждение вспышки в данном случае имело место преимущественно путем рентгеновской эмиссии (!). С таким выводом, по-видимому, не следует спешить, в особенности если иметь в виду сомнительность обеспечения синхронности при этих наблюдениях.

Особо интересными оказались пятичасовые наблюдения "Эйнштейна" α Cen с 20 августа 1980 г., во время которых Хьюишем и др. [19] была зарегистрирована мощная рентгеновская вспышка продолжительностью более двух часов; световая кривая этой замечательной вспышки показана на рис. 15.12.

Уровень рентгеновской эмиссии спокойной короны α Cen C в этот день соответствовал светимости $\sim 5 \cdot 10^{26}$ эрг \cdot с⁻¹, что было даже ниже — в четыре раза — уровня в марте 1979 г. ($\sim 2 \cdot 10^{27}$ эрг \cdot с⁻¹). В максимуме же вспышки рентгеновская светимость дошла до $\sim 2 \cdot 10^{28}$ эрг \cdot с⁻¹, что дает 40-кратный рост в течение нескольких минут. К сожалению, и эта вспышка не была зарегистрирована в оптических лучах, и поэтому сказать что-либо о величине F_X/F_V , а также об отношении продолжительностей рентгеновской и оптической вспышек мы не можем. Однако велись наблюдения на

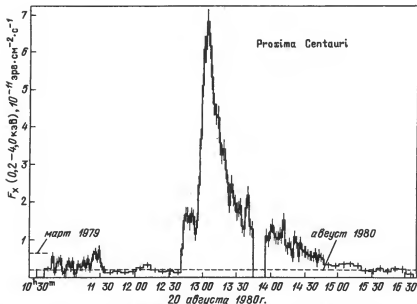


Рис. 15.12. Рентгеновская световая кривая (0,2 – 4,0 кэВ) одной вспышки Proxima Centauri (20 августа 1980 г.) по наблюдениям рентгеновского спутника "Эйнштейн". Уровень рентгеновской эмиссии спокойной короны 20 августа 1980 г. оказался в 3–4 раза ниже уровня 6 марта 1979 г.

"IUE", что позволило составить некоторое представление об изменениях эмиссионных линий во время вспышки. Так, линии переходной зоны и в первую очередь самая сильная из них – 1550 CIV усиливалась в три раза, линия 1239 NV почти на порядок и т.д. А хромосферные линии (CII, SiII) усилились меньше – в полтора-два раза. Отношение суммарной энергии в линиях переходной зоны к корональной эмиссии (т.е. в рентгеновских лучах) составило во время этой вспышки $F_{\Pi}(tr)/F_{\Pi}(X) \approx 0,05$, т.е. в момент вспышки α Cen C корона оказалась в ~ 20 раз мощнее переходной зоны.

11. О рентгеновском фоне Галактики

В связи с фактом обнаружения рентгеновского излучения в момент вспышки красных карликовых звезд возникает вопрос: не приводит ли это явление к образованию общего рентгеновского фона Галактики, к тому же с четко выраженной галактической концентрацией.

Основание к такому предположению есть. Прежде всего, общее число вспыхивающих звезд в Галактике должно быть велико – вероятно, порядка 10^9 – 10^{10} , если полагать их пространственную концентрацию одинаковой по всему объему Галактики и соответствующей величине около 60 звезд внутри сферы радиусом 20 пс вокруг Солнца. Кроме того, ожидаемый поток рентгеновского излучения во время вспышек довольно боль-

шой — порядка нескольких фотонов на 1 см^2 в одну секунду в окрестностях Земли.

Вместе с тем имеются факторы, действующие в обратном направлении, т.е. приводящие к ослаблению предполагаемого рентгеновского фона. Мы имеем в виду быстрое падение интенсивности потока рентгеновского излучения вспыхивающей звезды с ее удалением от Солнца — обратно пропорционально квадрату расстояния, а также кратковременность и низкую частоту рентгеновских вспышек. При таких условиях только количественный анализ может дать однозначный ответ на поставленный вопрос.

Попытка проведения такого рода анализа была предпринята в [8], в результате чего было найдено, что доля галактического диффузного компонента рентгеновского излучения, обусловленная вспыхивающими звездами, порядка 10% при допущении, что концентрация межзвездного водорода $n_H = 0,1 \text{ см}^{-3}$. Вывод ясен: роль вспыхивающих звезд в формировании галактического фонового излучения в рентгеновском диапазоне несущественна.

К этому выводу следует отнестись с осторожностью. Физических параметров и сделанных допущений было при этом так много в окончательном выражении для результирующей интенсивности фонового рентгеновского излучения, обусловленного равномерно распределенными в Галактике точечными источниками в виде вспыхивающих звезд, что избежать ошибок на порядок величины в ту или иную сторону будет просто невозможно. Тогда мы окажемся перед альтернативой: либо вклада вспыхивающих звезд вовсе нет, либо же наблюдаемый фон галактического рентгеновского излучения целиком обусловлен вспыхивающими звездами.

Для решения поставленной проблемы, по-видимому, нужно будет искать другие пути.

Одним из важных параметров в этой проблеме является пространственная концентрация $n(0)$ вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца: в [8] было принято $n(0) = 0,055 \text{ пс}^{-3}$. В действительности, если исходить из новейших и более полных данных (см. табл. 1.1.), то положение обстоит следующим образом (r — радиус сферы с Солцем в центре):

$n(0) = 0,035$	пс^{-3}	в объеме с	$r < 5 \text{ пс},$
$n(0) = 0,0093$	"	"	$r < 10 \text{ пс},$
$n(0) = 0,0037$	"	"	$r < 15 \text{ пс},$
$n(0) = 0,0018$	"	"	$r < 20 \text{ пс}.$

Следует ли заключить из этих данных, что пока открыты не все вспыхивающие звезды, находящиеся на расстояниях 10–20 пс?

С другой стороны, очень много вспыхивающих звезд должно быть в агрегатах и диффузных туманностях. Между тем агрегаты встречаются довольно часто, в среднем по одному на каждые 100 пс. К тому же средняя мощность вспышки у вспыхивающих звезд в агрегатах гораздо больше, чем у рассеянных в окрестностях Солнца. По-видимому, мы не должны удивляться, если в конце концов окажется, что диффузный галактический фон рентгеновского излучения обусловлен именно вспыхивающими звездами, входящими в состав молодых звездных агрегатов, и что в общем энергетическом балансе звездных вспышек доля так называемых "блуждающих" вспыхивающих звезд, вроде звезд типа UV Cet, незначительна.

Как видим, по сути дела поставленная задача сводится к тому, чтобы попытаться воссоздать реальную картину, связанную с семейством вспыхающих звезд — характером их распределения, количеством, излучательной способностью, межзвездным поглощением и др. — в пространстве вокруг Солнца радиусом в 1000 пс.

Вернемся к "блуждающим" вспыхающим звездам. При массовом обозрении неба рентгеновскими приемниками мы должны зафиксировать помимо общего фона вспышечного происхождения также относительно яркие и несильные с общим фоном рентгеновские дискретные источники с продолжительностью рентгеновских вспышек значительно меньше минуты. В этом случае мы должны наблюдать своего рода рентгеновское мерцание. Нетрудно убедиться, что частота этого мерцания f должна в среднем увеличиваться с уменьшением наблюдаемой интенсивности рентгеновских источников. Действительно, общее число вспышек, которые можно наблюдать одновременно внутри полосы с единичной линейной толщиной, находящейся от нас на расстоянии r , будет $r^2 d\Omega n(r, \Theta) P_X$, где $n(r, \Theta)$ — пространственная концентрация вспыхающих звезд, P_X — вероятность "захвата" звезды (вспыхающей) в момент рентгеновской вспышки. Это есть одновременно частота вспышек, т.е. $f \sim r^2$. В то же время имеем для средней интенсивности вспышек $J \sim r^{-2}$ при условии, что излучательная способность всех вспыхающих звезд в среднем одинакова. Отсюда вытекает следующее интересное соотношение между частотой вспышек в данном направлении и наблюдаемой интенсивностью вспышки E :

$$f E = \text{const.} \quad (15.21)$$

Таким образом, если когда-нибудь будут обнаружены мерцающие источники космического рентгеновского излучения и при этом можно будет доказать, что они вызваны вспыхающими звездами, то в отношении совокупности таких источников следует ожидать существования средне-статистической закономерности типа (15.21).

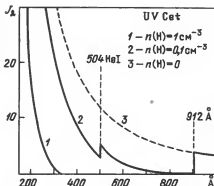
12. Возможность обнаружения межзвездного гелия

Межзвездное пространство должно быть полностью непрозрачным для излучения в широкой области длин волн — от 912 Å до, по крайней мере, 50 Å. Поглощение вызвано главным образом межзвездным водородом и ослабляется в сторону коротких волн пропорционально λ^{-3} . Это для обычных звезд.

Вспыхающие же звезды находятся очень близко к Солнцу, поэтому для них зона неопределенности в спектре будет значительно уже. Так, например, для UV Cet оптическая толщина межзвездного нейтрального водорода t будет порядка единицы у $\lambda \sim 250$ Å, если принять концентрацию атомов водорода $n_H = 1 \text{ см}^{-3}$, и у $\lambda \sim 550$ Å, если $n_H = 0,1 \text{ см}^{-3}$. Это значит, что в принципе достаточно сильную вспышку UV Cet можно будет зарегистрировать в области длин волн короче 250 Å в первом случае и короче 550 Å — во втором. В связи с этим возникает интересная возможность обнаружить межзвездный гелий, используя в качестве индикатора скачок на 504 Å в непрерывном поглощении нейтрального гелия (кривая 2 на рис. 15.13).

Непрерывная эмиссия во время вспышки в области ~ 500 Å почти в одинаковой мере обусловлена обратным комптон-эффектом и нетепловым

Рис. 15.13. Теоретическая структура непрерывного спектра UV Cet во время вспышки в области 200–1000 Å. Виден скачок в непрерывном спектре у 504 Å (кривая 2), обусловленный поглощением межзвездного нейтрального гелия



тормозным излучением. Последнее, однако, играет преобладающую роль в области $\lambda < 550 \text{ Å}$. Спектр этого излучения представлен штриховой линией 3 на рис. 15.13.

Далее, предполагая, что концентрация межзвездного гелия в 10 раз меньше концентрации водорода, можно написать для оптической толщины (в области $\lambda < 504 \text{ Å}$)

$$\tau_{\lambda} = \left[6,3 \left(\frac{\lambda}{912} \right)^3 + 0,76 \left(\frac{\lambda}{504} \right)^2 \right] 10^{-18} r_* n_{\text{H}}, \quad (15.22)$$

где r_* — расстояние звезды от нас. Для UV Cet имеем $r_* = 2,6 \text{ пс.}$ С помощью этих данных вычислены спектры дошедшего до нас излучения во время вспышки UV Cet для двух случаев: $n_{\text{H}} = 1 \text{ см}^{-3}$ и $n_{\text{H}} = 0,1 \text{ см}^{-3}$. Результаты представлены на рис. 15.13 (кривые 1 и 2). Как видим, при $n_{\text{H}} = 1 \text{ см}^{-3}$ скачок на 504 Å не будет виден; он станет заметен при $n_{\text{H}} = 0,1 \text{ см}^{-3}$, а величина скачка будет $J(504^+)/J(504^-) = 1,65$. Дальше, в сторону коротких волн, интенсивность быстро растет, достигая максимума в рентгеновской области спектра ($< 100 \text{ Å}$).

В случае, если удастся сфотографировать спектр вспышки от UV Cet в области короче 600 Å, следует ожидать также появления некоторых линий поглощения нейтрального гелия, в частности, 584 HeI, 537 HeI, возможно, 522 HeI и т.д.

Самая близкая к нам вспыхивающая звезда — V 645 Cep, она вдвое ближе к нам, чем UV Cet. Вспышки этой звезды будут доступны для регистрации, начиная уже с 700 Å и короче (при $n_{\text{H}} = 0,1 \text{ см}^{-3}$). Что касается остальных вспыхивающих звезд типа UV Cet, то вспышки большинства из них можно будет свободно регистрировать в области короче 300 Å.

Наблюдения вспышек звезд во внеатмосферных условиях, в области длин волн короче 500–600 Å, безусловно, представят определенную ценность. Такие наблюдения, помимо возможного детектирования межзвездного гелия, могут преподнести немало интересного и неожиданного.

В связи с поставленным здесь вопросом следует отметить, что атомы гелия в межпланетной и околозвездной межпланетной среде были обнаружены В.Г. Куртом и др. [23] совершенно другим методом и путем измерений, проведенных с помощью ИСЗ "Прогноз-5" и "Прогноз-6".

ДИНАМИКА ВСПЫШКИ

1. Интерпретация кривых блеска вспышки

Часто делается попытка аппроксимировать кривую блеска после максимума вспышки звезды экспоненциальным законом по времени

$$J \sim e^{-\beta t}. \quad (16.1)$$

Однако очень редко удается представить всю кривую от максимума ($t = 0$) до момента полного восстановления первоначального состояния звезды одним значением параметра β ; наблюдаемые значения блеска в девяти случаях из десяти лежат выше даваемого этой формулой [1]. Это обстоятельство побудило некоторых исследователей прибегнуть к раздроблению всей кривой блеска на ряд участков с различными значениями β ; при этом численно β оказывается тем меньше, чем дальше находится рассмотренный участок кривой блеска от максимума. Но экспоненциальный закон вида (16.1) а priori предполагает протекание в атмосфере звезды вполне определенного процесса, а именно — затухания излучения, вследствие чего и происходит падение блеска после максимума вспышки. Поэтому такое раздробление кривой блеска с разными значениями β делает физически неприемлемой саму интерпретацию явления вспышки.

Была сделана попытка представить кривую спада блеска формулой вида

$$J \sim e^{-\beta t^n}, \quad (16.2)$$

где присутствуют уже два параметра, β и n . Однако и эта формула, оказывается [1], не может представить всю кривую блеска вспышки постоянными значениями β и n , а либо только начальный, либо последующий ее ход.

Ниже будет показано, что реальная кривая блеска вспышки ничего общего не имеет с затуханием излучения, т.е. с законом (16.1), а тем более (16.2), и что ее можно вывести как следствие из гипотезы быстрых электронов, без привлечения новых допущений или предположений [2].

2. Постановка задачи.

Эффект потери энергии быстрых электронов

Как показывает анализ, при качественной интерпретации кривых блеска вспышки такие факторы, как форма энергетического спектра быстрых электронов или величина их энергии, а также принятая модель атмосферы звезды не играют особой роли. Решающим фактором при формировании световой кривой является сам механизм генерации вспышки. В данном случае гипотеза быстрых электронов приводит к однозначному, вполне определенному типу кривой блеска, независимо от возможных разбросов в основных параметрах.

Будем исходить в нашем анализе из формул (4.32) и (4.47), дающих относительную интенсивность излучения в заданный момент вспышки и выведенных для схемы "реальной фотосферы" и моносферических электронов, имея в виду, что всегда $\tau \ll 1$:

$$J_{\lambda}(\tau, \gamma, T) = E_4(\tau) + \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^{x/\gamma^2} - 1} F_1(\tau), \quad (16.3)$$

где $x = ch/\lambda kT$. Параметрами в этой формуле являются безразмерная энергия электронов γ , эффективная оптическая толщина оболочки или слоя из быстрых электронов над фотосферой звезды для процессов томсоновского рассеяния τ и эффективная температура звезды T . Сама величина интенсивности вспышки J_{λ} в (16.3) дается в единицах нормального излучения звезды на данной длине волны в ее спокойном состоянии, т.е. плановской функции $B_{\lambda}(T)$.

В спокойном состоянии звезды (до вспышки), когда $t = 0$, имеем $E_4(0) = 1$, $F_1(0) = 0$ и $J_{\lambda}(0) = 1$. Очевидно,

$$\Delta J_{\lambda} = J_{\lambda} - 1 \quad (16.4)$$

будет избыточная интенсивность или доля дополнительного излучения в заданной фазе вспышки.

Соотношение (16.3) дает величину интенсивности для некоторой зафиксированной фазы вспышки, характеризующейся мгновенными величинами параметров τ , γ и T . Формально любые изменения J будут определяться поведением этих параметров во время вспышки.

Температура звезды сразу после вспышки, т.е. в начальной фазе нисходящей ветви кривой блеска, практически остается неизменной; некоторое повышение температуры, судя по дрейфу звезды на диаграмме $U - B \sim B - V$ (гл. 7), может иметь место в период, соответствующий второй половине нисходящей ветви кривой блеска. Поэтому изменения J_{λ} приходится связывать — в первом приближении — с изменениями либо γ , либо τ , либо и того и другого одновременно; в этом случае оба параметра станут функциями времени: $\tau = \tau(t)$, $\gamma = \gamma(t)$. Влияние $\gamma(t)$ на кривую блеска будем называть "эффектом потери энергии электронов", влияние $\tau(t)$ — "эффектом расширения оболочки или ансамбля из быстрых электронов". Мы ставим перед собой задачу определить вид функций $\gamma(t)$ и $\tau(t)$ по наблюдаемой световой кривой $J_{\lambda}(t)$.

Прежде всего заметим, что $\gamma(t)$ не может быть возрастающей функцией от времени, коль скоро мы наблюдаем спад блеска после максимума вспышки (счет времени t начинается с момента максимума вспышки). Следовательно, речь может идти о потере энергии быстрыми электронами во время вспышки.

Находящиеся над фотосферой быстрые электроны, независимо от способа их возникновения, могут терять свою энергию следующими путями:

а) потери на магнитотормозное излучение (синхротронное излучение);
б) потери на неупругие столкновения с тепловыми фотонами (обратный комптон-эффект);

в) ионизационные потери;

г) радиационные потери, т.е. нетепловое тормозное излучение γ -фотонов при взаимодействии быстрых электронов с электронами и протонами.

Первые два типа потерь в нашем случае несущественны, на третьем мы остановимся в конце этой главы. Здесь же рассмотрим пока влияние радиационных потерь.

Взаимодействие быстрых электронов с быстрыми протонами, а также электронами приводит к их торможению, вследствие чего часть энергии будет освобождена в виде γ -фотонов. В нерелятивистском случае это соответствует обычному непрерывному излучению при свободно-свободных переходах.

Выражение для радиационных потерь имеет следующий вид:

$$\gamma(t) = \gamma_0 e^{-kt}, \quad (16.5)$$

где γ_0 — первоначальная энергия быстрого электрона, а k зависит от концентрации протонов n_p и очень слабо от энергии электрона. Наиболее приемлемое значение для k может быть следующее (см., например [3]):

$$k \approx 4 \cdot 10^{-16} n_p \text{ с}^{-1}. \quad (16.6)$$

Отсюда следует, что заметная потеря энергии в период вспышки, т.е. за время $t \sim 100$ с, может произойти, если концентрация протонов будет порядка 10^{14} см^{-3} ; при концентрациях ниже этой энергия электрона будет практически постоянна в течение вспышки. В последнем случае можно утверждать, что спад блеска звезды после максимума вспышки по крайней мере не вызван потерей энергии быстрыми электронами.

Чтобы проверить, насколько это предположение соответствует действительности, необходимо вначале написать выражение теоретической зависимости изменения блеска от времени, когда закон изменения энергии электрона представлен в виде (16.5). Подставив поэтому (16.5) в (16.3), будем иметь

$$J_\lambda(t) = E_4(\tau) + \frac{3e^{4kt}}{2\gamma_0^4} \frac{e^x - 1}{\exp(xe^{2kt}/\gamma_0^2) - 1} F_1(\tau). \quad (16.7)$$

Это и есть теоретическая кривая блеска с учетом эффекта потери энергии быстрыми электронами.

Допустим пока, что $\tau = \text{const}$ в течение вспышки. Тогда путем сравнения теоретического соотношения (16.7) с наблюдаемыми световыми кривыми вспышек можно определить числовую величину k . Практически это делается с помощью двух произвольно выбранных точек на световой кривой. Затем, вводя найденное значение k в (16.7), мы находим теоретическую кривую изменения блеска на всей протяженности рассматриваемой вспышки. Очевидно, при справедливости сделанного допущения о возможности заметного изменения энергии электронов в течение вспышки, теоретическая кривая должна везде совпадать с наблюдаемой кривой.

Подобные вычисления были выполнены для ряда вспышек с надежно снятыми световыми кривыми (UV Cet, YZ CMi, AD Leo и т.д.). Результаты оказались отрицательными: ни одна из теоретических кривых при значениях $k > 0$ не сходятся с наблюдаемыми кривыми блеска. Не существует никаких реальных, отличных от нуля значений k , при которых можно будет добиться согласования рассчитанных с помощью (16.7) световых кривых с наблюдаемыми. Иначе говоря, во всех случаях имеем $k = 0$.

Этот результат означает, во-первых, что быстрый электрон покидает звезду, практически не теряя своей первоначальной энергии γ_0 (комптоновские потери составляют $10^{-4} - 10^{-5}$ -ю долю от γ_0). Во-вторых, спад блеска после максимума вспышки не вызван энергетическими потерями электронов. В надежности сделанных выводов, по-видимому, трудно будет усомниться.

Заключение о том, что в период вспышки быстрые электроны не испытывают заметных потерь энергии, позволяет, в частности, найти верхний предел концентрации быстрых протонов в той же среде, где находятся быстрые электроны. При условии, что $k < 0,1$, эта концентрация оказывается меньше 10^{14} см^{-3} .

Таким образом, первый из двух возможных эффектов — потеря энергии электронов в период вспышки — не может быть причиной спада блеска после ее максимума.

3. Эффект разлета быстрых электронов

Облако, или слой, или, наконец, оболочка из быстрых электронов, возникшее над фотосферой звезды в момент вспышки, должно расширяться вследствие разлета самих электронов. В результате произойдет уменьшение эффективной оптической толщи в зависимости от времени.

Мы ничего не знаем о поведении ансамбля из быстрых электронов после того, как они появляются (очевидно, вначале в довольно ограниченном объеме). Можно лишь предположить, что в самом общем случае изменение оптической толщи происходит — вследствие разлета электронов — по закону $\tau(t) \sim t^{-n}$, где величину показателя n , характеризующего быстроту изменения τ , можно определить из наблюдаемых световых кривых. Но коль скоро мы допускаем возможность разлета быстрых электронов (практически со скоростью света), то мы можем найти вид функции $\tau(t)$, исходя из условия сохранения общего числа быстрых электронов и приняв разлет радиальным, т.е. рассмотрев сразу случай $n = 2$. Тогда будем иметь

$$\tau(t) = \frac{\tau_0}{(1 + t/t_0)^2}, \quad (16.8)$$

где τ_0 — оптическая толщина на максимуме вспышки, t_0 — некоторая постоянная, имеющая размерность времени, числовое значение которой определяется из наблюдений, хотя физическое значение t_0 не совсем ясно.

Вопрос заключается, таким образом, в том, удовлетворяет ли функция $\tau(t)$ вида (16.8) будучи подставленная в формулу (16.3) всем разнообразным наблюдаемым световым кривым.

Таким образом, в случае, когда падение блеска звезды после максимума вспышки обусловлено изменением τ , а $\gamma = \text{const}$, теоретическая световая кривая имеет вид

$$J_\lambda(t) = E_4[\tau(t)] + A_x(\gamma, T) F_1[\tau(t)], \quad (16.9)$$

где $\tau(t)$ дается (16.8) и

$$A_x(\gamma, T) = \frac{3}{2\gamma^4} \frac{e^x - 1}{e^x/\gamma^2 - 1}. \quad (16.10)$$

В случае гауссова спектра быстрых электронов имеем взамен (16.9) (см. формулу (4.50)) снова для случая $\tau \ll 1$

$$J_{\lambda}(t) = E_4[\tau(t)] + A'_x(\gamma_0, \sigma, T) F_1[\tau(t)], \quad (16.11)$$

где

$$A'_x(\gamma_0, \sigma, T) = \frac{3}{\sqrt{\pi} \sigma} (e^x - 1) \Phi_x(\gamma_0, \sigma). \quad (16.12)$$

Соотношения (16.9) и (16.11) представляют собой теоретические световые кривые с учётом эффекта сферического разлета быстрых электронов ($n = 2$), но при постоянной величине энергии электронов γ . Отметим, что эти формулы написаны для световой кривой, построенной строго для заданной длины волны λ . Однако в первом приближении их можно использовать также для построения световых кривых в U -, B - или V -лучах, подставив в эти формулы соответствующие значения эффективных длин волн λ_U, λ_B или λ_V .

Процедура сравнения теоретических световых кривых с наблюдаемыми заключается в следующем.

а) По величине наблюдаемой амплитуды в максимуме вспышки (ΔU , ΔB или ΔV) находим τ_0 , пользуясь графиками, приведенными на рис. 6.3 или 8.2, в зависимости от принятой модели фотосферы или энергетического спектра быстрых электронов. Заметим, что исходными при построении этих графиков явились те же самые формулы (16.3) или (16.11). С помощью тех же графиков находим также величины $\tau(t)$ для ряда моментов вспышки t .

б) По известным τ_0 и $\tau(t)$ находим числовое значение параметра t_0 из следующего соотношения, вытекающего из (16.8):

$$t_0 = t \frac{(\tau/\tau_0)^{1/2}}{1 - (\tau/\tau_0)^{1/2}}. \quad (16.13)$$

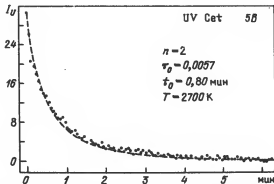


Рис. 16.1. К интерпретации наблюдаемой световой кривой вспышки UV Cet (5B) в U -лучах. Штриховая линия – теоретическая световая кривая при заданных параметрах вспышки τ_0 , t_0 , T и радиальном разлете быстрых электронов ($n = 2$). Счет времени начинается с момента максимума вспышки

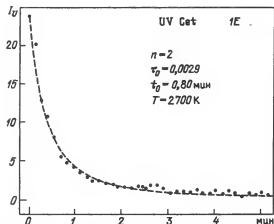


Рис. 16.2. Интерпретация световой кривой вспышки UV Cet (1E) (см. рис. 16.1)

в) Очевидно, при справедливости сделанного предположения о сферическом разлете быстрых электронов найденные по разным точкам световой кривой величины t_0 должны быть одинаковыми. В случае, если разброс значений t_0 все-таки окажется не очень большим, есть смысл построить расчетную световую кривую для данной вспышки по усредненному значению t_0 . Для этого достаточно найти $\tau(t)$ по известному уже t_0 и для ряда фаз вспышки, после чего ΔU (или ΔB , или ΔV) из рис. 6.3 или рис. 8.2. Графическое представление зависимости ΔU от t или I_U от t (в шкале интенсивностей) и будет искомой расчетной (теоретической) световой кривой, на которую, для сравнения, можно нанести измеренные точки наблюдаемой световой кривой.

Описанным способом были построены расчетные световые кривые и проведено их сравнение с наблюдениями для большого числа вспышек звезд типа UV Cet. Некоторые из них приведены ниже.

На рисунках 16.1 и 16.2 штриховой линией проведены расчетные световые кривые в U -лучах для двух вспышек UV Cet — 5B и 1E, наблюдавшихся Моффеттом [4]. Соответствующие значения τ_0 , t_0 , T здесь и далее приведены на самих рисунках. Точки обозначают наблюдения. Как видим, согласие наблюдений с теорией вполне удовлетворительное.

Вспышка UV Cet под номером 53B была зарегистрирована без светофильтра на эффективной длине волны светоприемника $\lambda_{эф} = 4450 \text{ \AA}$ [4]. Для построения расчетной световой кривой этой вспышки была использована формула (16.9). При заданной $\lambda_{эф}$ и при $T = 2700 \text{ К}$ мы найдем из (16.10) $A_x = 769,4$. По величине наблюдаемой амплитуды в максимуме вспышки $\Delta m = 1^m,19$ или $I_f = 2,76$ в шкале относительной интенсивности найдем $\tau_0 = 0,0076$, после чего с помощью (16.13) получим $t_0 = 10 \text{ с}$. Ввиду малости τ_0 можно принять $E_4(\tau) \approx 1$, $e^{-\tau} \approx 1$. Тогда (16.9) запишется в виде

$$I_\lambda = J_\lambda - 1 = 769,4 F_1(\tau), \quad (16.14)$$

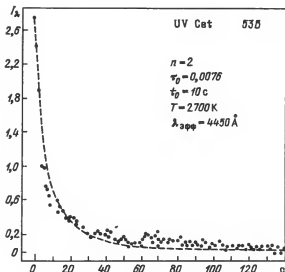


Рис. 16.3. Интерпретация световой кривой (без фильтра, $\lambda_{\text{эф}}$, 4450 Å) вспышки UV Cet, 53B (см. подпись к рис. 16.1)

где числовые величины функции $F_1(\tau)$ берутся из табл. 4.1. Построения с помощью (16.14) световая кривая нанесена на рис. 16.3 (штриховая линия) наряду с точками наблюдений. И здесь согласно наблюдений с теорией неплохое.

Результаты аналогичных построений для двух вспышек YZ CMi № 26 [4] 30.XI.75 [5] приведены на рисунках 16.4 и 16.5 (оба в U -лучах). А на рисунках 16.6 и 16.7 приведены сопоставления расчетных кривых с наблюдениями для одной и той же вспышки YZ CMi (7.XII.75) [5], но зарегистрированных в лучах U и B синхронно. Как следовало ожидать, t_0 в обоих случаях одинаково (7,5 мин), но τ_0 слегка отличаются (0,009

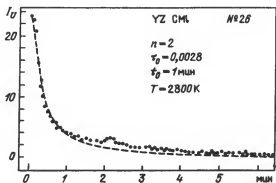


Рис. 16.4. Интерпретация световой кривой в U -лучах вспышки YZ CMi № 26 (см. подпись к рис. 16.1)

Рис. 16.5. Интерпретация световой кривой в U -лучах вспышки YZ CMi 30.XI.75 (см. подпись к рис. 16.1)

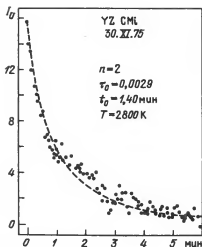
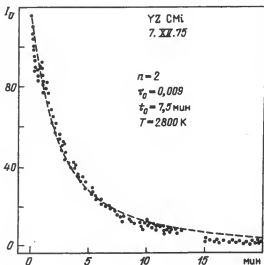


Рис. 16.6. Интерпретация световой кривой в U -лучах вспышки YZ CMi 7.XII.75 (см. подпись к рис. 16.1)



в U -лучах и 0,011 в B -лучах), чего не должно быть. И здесь можно отметить достаточно хорошее согласие наблюдений с теорией.

Во всех перечисленных случаях графики зависимости ΔU от τ построены для заданной эффективной температуры звезды, для модели "реальной фотосферы", гауссова спектра быстрых электронов и с учетом ионизационного тормозного излучения.

Имеются ли случаи расхождения наблюдений с теорией? Да, имеются, хотя и сравнительно немногие. Три таких случая приведены на рис. 16.8 (Wolf 424), рис 16.9 (EQ Peg) и рис. 16.10 (UV Cet). При этом обращают на себя внимание два интересных факта. Во-первых, на некоторое время сразу же после максимума вспышки все-таки имеет место почти полное

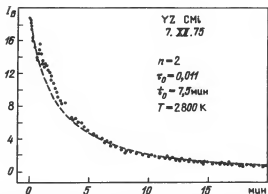


Рис. 16.7. Интерпретация световой кривой в В-лучах той же вспышки (рис. 16.6) YZ CMi, 7.XII.75 (см. подпись к рис. 16.1)

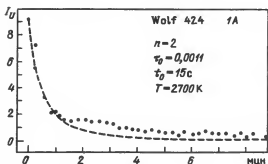


Рис. 16.8. К интерпретации световой кривой вспышки Wolf 424 (1A) в U-лучах: точки — наблюдения, штриховая линия — теория. Согласие теории с наблюдениями имеет место в течение 1,5 мин сразу же после максимума вспышки (см. текст)

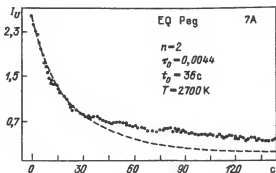


Рис. 16.9. К интерпретации световой кривой в U-лучах вспышки EQ Peg (7A). Согласие теории с наблюдениями имеет место в течение 30 с после максимума (см. подпись к рис. 16.8)

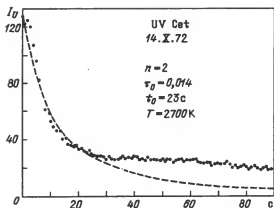


Рис. 16.10. К интерпретации световой кривой в U -лучах очень мощной вспышки UV Ceti, 14.X.1972 г. Согласно теории с наблюдениями имеет место в течение 25 с после максимума (см. подпись к рис. 16.8)

совпадение наблюдений с теорией, а расхождение в каждом отдельном случае начинается только с определенного момента развития вспышки. Во-вторых, наблюдаемые точки, как правило, всегда расположены выше теоретической кривой. Иначе говоря, спад блеска, начиная с точки расхождения, происходит гораздо медленнее, чем предсказывает теория.

Отмеченные факты получают свое простое объяснение в рамках двухкомпонентной структуры световой кривой, подробно рассмотренной в гл. 9. В согласии с этой структурой начальная часть световой кривой после максимума обусловлена главным образом непрерывной эмиссией, а конечная часть — излучением в эмиссионных линиях. В то же время все изложенные выше соображения и количественные приложения относятся к непрерывной эмиссии. Имея это в виду, мы приходим к вполне определенному и весьма важному для гипотезы быстрых электронов выводу о том, что случаи расхождения наблюдений с теорией, касающейся непрерывной эмиссии, вообще не имеют места.

Иначе обстоит дело с поведением излучения в эмиссионных линиях. Здесь действительно падение интенсивности идет медленнее, чем падение непрерывной эмиссии (см. гл. 10). Если представить ход изменения интенсивности на световой кривой дальше точки "расхождения" приблизительно в виде $I_\lambda \sim t^{-p}$, то для расчетных световых кривых (непрерывная составляющая) величина p находится в пределах 1,10 — 1,25, в то время как для наблюдаемых световых кривых (эмиссионные линии) и в том же интервале времени величины p оказались равными 0,8, 0,5 и 0,3 соответственно для вспышек EQ Peg, Wolf 424 и UV Ceti. В действительности величины p должны быть несколько больше приведенных в силу того, что кривая дальше точки расхождения не была "очищена" от непрерывной составляющей.

С другой стороны, спад интенсивности эмиссионных линий в период высвечивания хромосферы, что соответствует области "расхождения"

на световых кривых, происходит со скоростью, соответствующей значению $p_e = 0 \div 1,6$, в зависимости от состояния хромосферы или степени ее возбуждения (эти величины легко вывести из рис. 9.6, гл. 9).

В свете всего изложенного становится яснее, в частности, причина отсутствия точек "расхождения" световых кривых вспышек, рассмотренных на рис. 16.1–16.7; просто в этих случаях темп спада излучения в эмиссионных линиях совпал с темпом спада излучения в непрерывной эмиссии, т.е. имело место условие $p_e \approx p_c$.

Разумеется, при более детальном анализе следовало бы осуществить прежде всего разделение каждой световой кривой на две составляющие. Для этого надо вести синхронные регистрации вспышек в непрерывном спектре, с одной стороны, и в водородных эмиссионных линиях — с другой, — требование, далеко не простое и не совсем доступное для широкого применения. Однако и без этого наш основной вывод остается в силе: наблюдаемые световые кривые сразу же после максимума вспышки и до момента преобладания излучения в эмиссионных линиях ведут себя так, как это предсказывает гипотеза быстрых электронов.

Заметим, что в нашем анализе были охвачены случаи вспышек, отличавшихся друг от друга по продолжительности на порядок (EQ Peg, 7A и YZ CMi, 7.XII.75) и по мощности более чем на порядок (UV Cet, 53B и UV Cet, 14.X.72).

Хорошее согласие наблюдений с теорией означает вместе с тем, что сделанные при выводе теоретической световой кривой допущения в целом правильно отражают суть явления. Это относится и к соотношению (16.8), хотя истинный смысл входящего в него параметра t_0 остался для нас неясным.

4. Закон падения блеска после максимума вспышки

Выше было показано, что спад блеска после максимума вспышки вызван только эффектом расширения (разлета) облака из быстрых электронов. Подставив поэтому значение $\tau(t)$ из (16.8) в (16.9), получим для теоретической световой кривой в несколько упрощенном виде, т.е. приняв $E_4(\tau) \approx 1$ и $F_1(\tau) = \tau/2$:

$$J_\lambda(t) = 1 + A_x(\gamma, T) \frac{\tau_0}{2} \left(1 + \frac{t}{t_0}\right)^{-2}. \quad (16.15)$$

Эта формула применима для любой точки на световой кривой — от ее максимума до момента, когда начнет преобладать излучение в эмиссионных линиях.

Для начальной части световой кривой, сразу после максимума, будем иметь из (16.15)

$$J_\lambda \sim \left(1 + \frac{t}{t_0}\right)^{-2}. \quad (16.16)$$

На достаточно больших расстояниях от максимума, где $t/t_0 > 1$, будем иметь для $I_\lambda = J_\lambda - 1$

$$I_\lambda \sim \left(\frac{t_0}{t}\right)^2. \quad (16.17)$$

Наконец, в случае слабых вспышек ($\tau_0 < 0,001$) получим для всей световой кривой — от максимума до полного исчезновения вспышки в непрерывном спектре

$$I_\lambda \sim \left(1 + \frac{t}{t_0}\right)^{-2}. \quad (16.18)$$

Как видим, ни одно из этих соотношений не имеет ничего общего с экспоненциальным законом типа $e^{-\beta t}$, упомянутым в начале главы.

Таким образом, формулы (16.15)–(16.18), вытекающие из гипотезы быстрых электронов, вполне уверенно описывают все наблюдаемое разнообразие световых кривых вспышек, и не рассматривать это обстоятельство как решающий аргумент в пользу этой гипотезы будет трудно. Вместе с тем возможен и крайний, несколько абстрактный подход, а именно — принять приведенные формулы как появившиеся *ad hoc*, которые формально, но и вполне удовлетворительно аппроксимируются наблюдательными световыми кривыми.

5. Об эффективной мощности вспышки

Теоретические световые кривые, выведенные в предыдущих разделах, справедливы для любой длины волны или любого фотометрического диапазона. При этом постоянной для всех длин волн является безразмерная величина τ_0 , именуемая нами "эффективной мощностью вспышки". Это значит, что при решении обратной задачи, а именно, при нахождении τ_0 по известной из наблюдений величине амплитуды вспышки ΔU , ΔB или ΔV , мы должны получить одно и то же значение для всех диапазонов.

Однако по многим причинам некоторый разброс в величинах τ_0 , найденных по разным диапазонам фотометра, все-таки следует ожидать. Как велик этот разброс и что он может дать теории? Чтобы ответить на этот и подобные вопросы, была сделана попытка нахождения величины τ_0 по довольно однородным измерениям Моффетта [4] ΔU - и ΔB -амплитуд для довольно большого числа вспышек UV Cet и CN Leo. При этом эффективная температура для обеих звезд была принята 2700 K, а графики зависимости ΔU и ΔB от τ построены для модели "реальной фотосферы" и гауссова распределения быстрых электронов. С этих графиков были получены по известным для каждой вспышки величинам ΔU и ΔB значения $\tau_0(U)$ и $\tau_0(B)$.

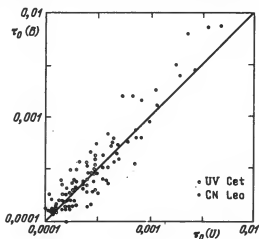


Рис. 16.11. Взаимное сопоставление "мощности вспышки" $\tau_0(U)$ в U -лучах с "мощностью вспышки" $\tau_0(B)$ в B -лучах по данным наблюдений звезд UV Cet и CN Leo

которые в идеальном случае должны быть равными друг другу. Для большей уверенности были использованы только те вспышки, амплитуды которых в B -лучах оказались больше $0^m,1$.

Результаты вычислений представлены на рис. 16.11 в виде графика зависимости $\tau_0(U)$ от $\tau_0(B)$. Как видим, разброс точек вокруг линии $\tau_0(U) \sim \tau_0(B)$ все-таки большой и, в пределах $\tau = 0,001-0,0001$, более или менее симметричный. Последнее обстоятельство означает, что указанный разброс должен быть вызван ошибками измерений. Это предположение становится особо вероятным, если иметь в виду большую чувствительность $\tau_0(B)$ к изменениям ΔB как раз в указании выше интервале τ_0 .

Далее, в интервале $\tau = 0,01-0,001$ разброс точек не только большой, но и асимметричный; значения $\tau_0(B)$ оказались систематически превышающими $\tau_0(U)$ (для одной и той же вспышки). Причина такой асимметрии, как нам кажется, довольно проста: при относительно мощных вспышках (большие τ) начинает сказываться роль нетеплого тормозного излучения (гл. 8), не учтенного в данном случае.

Рассмотрение причин как разброса точек, так и их асимметрии на графике зависимости $\tau_0(B) \sim \tau_0(U)$ не следует считать этим исчерпанным. Относя подобного рода анализ к числу тонких эффектов, связанных с применением теории вспышек, вытекающей из гипотезы быстрых электронов, дальнейшее изучение этого вопроса следует считать более чем желательным. В частности, не совсем ясно, к каким последствиям может привести разница в эффективных температурах звезд в U -области и в B -области спектра, в особенности, если эти температуры могут слегка изменяться от вспышки к вспышке.

6. О классификации форм световых кривых вспышек

Простые по форме световые кривые, рассмотренные выше, встречаются не так часто. Световые кривые большинства вспышек, как правило, имеют довольно сложную форму. В то же время такие сложные световые кривые довольно разнообразны. Делаются даже робкие попытки создания некоей классификации форм световых кривых, в предположении что это разнообразие реально существует. Однако создается впечатление, что это разнообразие только кажущееся: оно, по всей вероятности, имеет инструментальное происхождение и вызвано прежде всего недостаточно высоким временным разрешением регистрирующей аппаратуры.

Примеры, подтверждающие эту точку зрения, уже были приведены в гл. 6; мы имеем в виду световые кривые вспышек UV Cet, полученные в большом количестве Кристалды и Родою. Внимательно взглянув на них (см., например, рис. 6.26, 6.27), легко установить сходство друг с другом всех почти без исключения световых кривых всплесков (безразлично, слабых или сильных) в данной последовательности зарегистрированных вспышек. Эти световые кривые были получены с постоянной времени регистрирующей аппаратуры 0,5 с. Совершенно ясно, что в случае, если регистрация любой из этой группы вспышек была бы осуществлена с временным разрешением, например, на порядок хуже (5 с), то нельзя было бы избежать сглаживающего эффекта или слияния отдельных всплесков. В результате мы имели бы одну световую кривую, приписав ее одной вспышке, вдобавок, определив ее как "сложную".

Проведенный в предыдущих разделах анализ привел к выводу, что форма световой кривой одной (изолированной) вспышки есть нечто универсальное; она, эта форма, не зависит от мощности или амплитуды вспышки и в силу этого должна быть одинаковой для всех вспышек. Поэтому "сложная" форма световой кривой в каждом отдельном случае должна быть истолкована как слияние простых световых кривых отдельных вспышек разной мощности, т.е. разной продолжительности и разной амплитуды. До тех пор, пока интервал между отдельными вспышками будет существенно больше постоянной времени (времени накопления) фотозлектрической системы, такие вспышки будут выделены в чистом виде, а их световые кривые будут представлены соотношением типа (16.9) или (16.11).

7. Возможность разделения теплового и нетеплового излучения

Проблема выделения нетепловой составляющей излучения из общего излучения той или иной нестационарной звезды достаточно трудна. В случае вспыхивающих звезд такое выделение, как видим, осуществляется сравнительно легко благодаря тому, что все дополнительное излучение, появляющееся во время вспышки в виде непрерывной эмиссии и эмиссионных линий, имеет нетепловое происхождение. Отсутствие факта повышения блеска звезды в инфракрасных лучах во время вспышки свидетельствует о том, что вспышка по крайней мере не сопровождается нагревом фотосферы и повышением ее температуры.

Иначе обстоит дело в случае нестационарных звезд, у которых колебания блеска вызваны одновременными колебаниями тепловых и нетепловых составляющих. Примером могут служить, в частности, долгопериодические переменные. Факт изменения спектрального класса этих звезд с течением времени свидетельствует о том, что в их фотосферах происходят реальные колебания температуры. В то же время у большинства объектов этой категории установлены значительные колебания параметров поляризации [6, 7]. Эти изменения, конечно, не могут иметь отношения к межзвездной среде и должны быть вызваны явлениями нестационарного характера, протекающими в атмосферах самих звезд. Есть предположение, согласно которому колебания поляризации света у этих звезд вызваны кочующими над их фотосферой пылевыми облаками — идея, конечно, заманчивая. Но ряд факторов указывает на то, что изменения параметров поляризации у долгопериодических переменных могут быть вызваны скорее всего процессами нетеплового характера, протекающими во внешних областях их атмосфер. Мы имеем в виду, в частности, аномальности в их цветах и редкие случаи вспышек у некоторых из них.

Аномальные цвета долгопериодических переменных. Колориметрические наблюдения для сравнительно большой группы долгопериодических переменных в системе UBV были выполнены Смэком [8] и Лэндолтом [9]; их списки охватывают более 60 звезд, из них около 40 — класса М, остальные принадлежат спектральным классам N и S. Найденные из этих наблюдений показатели цвета для звезд класса М были нанесены на нашу теоретическую диаграмму $U - B \sim B - V$; в результате получилась картина, изображенная на рис. 16.12. В тех случаях, когда для данной звезды имеется больше одного наблюдения, точки соединены прямыми линиями.

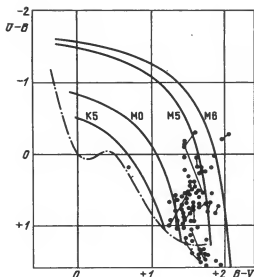


Рис. 16.12. Долгопериодические переменные на теоретической диаграмме $U-B \sim B-V$

Как следует из приведенного рисунка, часть долгопериодических переменных находится на главной последовательности или близко к ней, но больше половины находится достаточно далеко — до полутора звездных величин — от главной последовательности. Дальше всех находится R Leo, а также R Aql, S CrB и RR Sco (самые верхние точки на диаграмме).

Около двадцати из этих звезд с аномальными цветами входят в список Серковского и Дзаппалы [6, 7] и

показывают колебания параметров поляризации. Эти колебания по характеру самые различные. У одних звезд, например, наблюдается увеличение степени поляризации с ростом блеска звезды (μ Cep, χ Cep, S Cep, R And). У других, наоборот, степень поляризации с ростом блеска звезды падает. Имеются случаи, когда изменение блеска звезды, достигающее к тому же двух-трех, иногда шести-семи звездных величин, происходит почти без изменения поляризации (W Lyr, R CVn, o Cet, S, CrB).

Вспышки долгопериодических переменных. Известны три случая регистрации фотографическим способом вспышек у долгопериодических переменных — по одной вспышке у R Aql, R Tri и RT Cyg с приблизительными амплитудами $0^m,36$, $0^m,4$ и $0^m,6$ соответственно [10]. Для первых двух звезд были найдены также амплитуды в фотовизуальных лучах: они оказались равными $0^m,15$ и $0^m,3$ соответственно. Продолжительность вспышек была порядка десяти минут, а световые кривые по форме похожи на те, что наблюдаются у обычных вспыхивающих звезд.

Для R Aql отсутствуют поляриметрические измерения, но ее цвет аномален: $U-B = +0^m,03$ и $B-V = +1^m,85$. Для другой звезды, R Tri, отсутствуют данные о цвете, но результаты поляриметрических измерений указывают на необычность ее изменения. Обе эти звезды отличаются какими-то аномалиями в излучении, и поэтому возможность их вспышек не кажется совсем уже невероятной.

Что касается третьей звезды, RT Cyg, то для нее отсутствуют поляриметрические измерения, а показатели цвета ($U-B = +1^m,21$, $B-V = +1^m,72$) не указывают на существование каких-либо странностей в ее излучательной способности.

Других сообщений о вспышках долгопериодических переменных мы не знаем. Поэтому к приведенным выше результатам следует отнестись с некоторой осторожностью.

Анализ результатов колориметрических наблюдений долгопериодических переменных и случаи их возможных всплеск приводят к интересному, но нуждающемуся в подтверждении предположению о том, что процессы нестационарного характера, протекающие в их атмосферах, могут иметь некоторое отношение к процессам, идущим в атмосферах вспыхивающих звезд.

В связи с этим возникает задача о разделении тепловой и иетепловой составляющих излучения на основе анализа зависимости наблюдаемой степени поляризации p_* от блеска звезды m . Оказывается, такое разделение можно осуществить с помощью следующей формулы:

$$p_* = p_0 \left[1 - \frac{1}{1+a} \left(\frac{1}{1+q} + \frac{q}{1+q} 10^{-0.4 \Delta m} \right) \right] \times \left(\frac{1}{1+q} + \frac{q}{1+q} 10^{-0.4 \Delta m} \right), \quad (16.19)$$

где p_0 — степень поляризации чистого иетеплого излучения, а $\Delta m = m_0 - m$ — изменение блеска звезды. Величины a и q выражаются следующим образом:

$$a = \frac{J_0}{B_0}, \quad q = \frac{\Delta J_0}{\Delta B_0}, \quad (16.20)$$

где B_0 и ΔB_0 суть постоянная и переменная составляющие теплового (плазмового) излучения, а J_0 и ΔJ_0 — то же самое для иетеплого излучения. По сути дела p_0 , a и q представляют собой параметры поляризации, к тому же имеющие определенный физический смысл. Формула (16.19) применима для любого спектрального диапазона.

Анализ формулы (16.19) показывает, что в зависимости от величины параметров поляризации, т.е. соотношения тепловой и иетепловой составляющих излучения, возможны самые различные по характеру зависимости между наблюдаемой поляризацией p_* и амплитудой колебания блеска Δm .

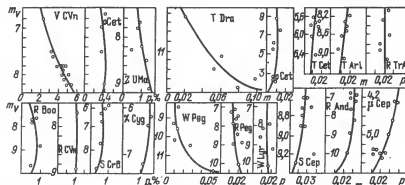


Рис. 16.13. Сопоставление наблюдаемых степеней поляризации p (горизонтальная ось, в процентах или в звездных величинах m) с теоретической зависимостью $p \sim \Delta m$ (сплошные линии) для некоторых долгопериодических переменных. Вертикальная ось — m_V .

Т а б л и ц а 16.1 Числовые значения параметров
нетеплового излучения q , a и p_0 для некоторых
долгопериодических переменных

Звезда	q	a	$p_0, \%$	Спектр. класс	Литература
I группа					
T Tri	∞		0,9	M4e–M8e	7
T Cet	∞	1	0,9	M5c–II	7
A Ari	∞	0,9	1,1	M6e–M8e	7
S Cep	∞	0,72	1,8	N8e(C7e)	7
μ Cep	∞	0,48	2,1	M2ela	7
μ Cep	∞	0,24	2,6	M2e la	7
II группа					
R And	5,0	1,5	1,8	S6, 6e	7
α Cet	2,7	0,54	0,9	M5c–M9e	7
χ Cyg	2,25	0,66	3	S7e–10e	6
W Lyr	2,0	1,78	0,7	M3e	6
N CVn	1,55	0,82	2,0	M6c–M8e	6
S CrB	1,20	0,27	2,1	M6e–M8e	6
R Peg	1,18	4	1,1	M6e–M9e	7
W Peg	0,57	0	3,2	M6e–M9e	7
α Cet	0,50	0,40	1,4	M5e–M9e	6
R Boo	0,50	0,30	3,0	M3e–M5e	6
V CVn	0,25	1,86	8	M4e–M6e	6
Z UMa	0,25	0,43	5	M5 IIIe	6
III группа					
T Dra	0	0	4,6	N0e(C8e)	7
U Her	0	0,47	5	M7e–M8e	6
RS Cnc	0	0,43	1,6	M61–II (s)	6
SS Vir	0	0,33	1	Vire (C6e)	6

Сравнивая эту формулу с кривыми $p_0 \sim \Delta t$, построенными по данным наблюдений для той или иной звезды, мы можем найти *долю* постоянной (a) и переменной (q) составляющих нетеплового излучения в суммарном излучении звезды и тем самым осуществить однозначное выделение нетепловой составляющей из общего излучения.

Результаты такого рода сопоставлений представлены на рис. 16.13 и в табл. 16.1. Следует отметить, что теоретические кривые в большинстве случаев довольно хорошо соответствуют данным наблюдений. По результатам анализа все рассмотренные звезды были разбиты на три группы в зависимости от величины q .

В первую группу (табл. 16.1) входят звезды, для которых $q \rightarrow \infty$, т.е. колебания блеска которых целиком вызваны колебаниями нетепловой составляющей излучения. Во вторую группу входят звезды, для которых $q \sim 1$; в этом случае колебания вызваны как тепловым, так и нетепловым излучением. Наконец, в третью группу входят звезды, для которых $q \sim 0$ — объекты, колебания блеска которых вызваны исключительно колебаниями температуры звезды.

Таким образом, наблюдаемые вариации колебания степени поляризации у долгопериодических переменных в общем случае могут быть вызваны колебаниями как тепловой, так и нетепловой составляющих излучения, хотя имеются случаи, когда эти вариации вызваны только колебаниями нетепловой составляющей ($q \approx \infty$), и случаи, когда переменной составляющей нетеплового излучения совсем нет ($q \approx 0$).

Проведенный анализ предполагает неизменность положения плоскости поляризации во время колебания блеска звезды, что не всегда соответствует действительности. При строгой постановке задачи следовало бы учесть одновременно изменение как степени поляризации, так и положения ее плоскости.

8. Нагрев фотосферы

Нагрев фотосферы звезды во время ее вспышки может происходить под действием следующих факторов:

- а) Поглощение γ -фотонов, генерируемых быстрыми электронами.
- б) Проникновение быстрых электронов из наружных областей звезды в ее фотосферу.
- в) Поглощение направленного на фотосферу оптического излучения комптоновского происхождения.

Остановимся на них более подробно.

Поглощение γ -фотонов. В оболочке или облаке из быстрых электронов могут возникать γ -фотоны в результате нетеплового тормозного излучения. Часть этих фотонов будет направлена в сторону фотосферы, где они могут поглощаться, в результате поднимется температура фотосферы. Однако, как мы видели выше (§ 2), радиационные потери за время вспышки достигают ощутимых величин только при концентрации быстрых электронов (протонов) порядка или больше 10^{14} см^{-3} . Вместе с тем анализ световых кривых привел к выводу, что концентрация протонов в среде быстрых электронов в момент максимума вспышки заведомо меньше этой величины и становится еще меньше после максимума. Поэтому общая энергия генерируемых при таких условиях γ -фотонов будет существенно меньше суммарной энергии быстрых электронов. Долю энергии электронов, перешедшую в энергию γ -фотонов, можно определить из следующего соотношения (когда $k \Delta t \ll 1$):

$$\frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0} \ll k \Delta t_m \sim 10^{-16} n_p \Delta t_m, \quad (16.21)$$

где γ_0 — первоначальная энергия электрона ($\sim 10^6$ эВ), Δt_m — продолжительность максимума вспышки; обычно она много меньше полной продолжительности вспышки и имеет порядок секунды.

Для большей ясности рассмотрим некую модель сильной вспышки, когда $\tau_0 \sim 0,01$. Примем линейную протяженность слоя из быстрых электронов $\Delta R \sim 1 \div 10$ радиусов самой звезды ($R_* \sim 0,1 R_\odot \approx 10^{10} \text{ см}$). Отсюда найдем для полного количества электронов в столбе с основанием в 1 см^2 : $N = \tau / \alpha_s \approx 10^{21} \text{ см}^{-2}$, где принято $\alpha_s = \gamma_0^2 \alpha_e = 6,65 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ при $\gamma_0^2 = 10$. Для концентрации быстрых электронов (протонов) будем иметь $n_e \sim n_p \sim N / \Delta R \approx 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Тогда из (16.21) для доли энергии быстрых

электронов, перешедшей в энергию γ -фотонов, будем иметь $(\gamma_0 - \gamma)/\gamma_0 \sim 10^{-5} - 10^{-6}$.

Полная энергия быстрых электронов, окружающих звезду со всех сторон, $E = 4\pi R^2 N \mathcal{E}$, где $\mathcal{E} \approx 10^{-6}$ эрг — энергия одного электрона. Подставив соответствующие значения, найдем $E \approx 10^{36}$ эрг (при $\tau = 0,01$). Следовательно, количество энергии всех γ -фотонов будет $E_\gamma \approx 10^{30} - 10^{31}$ эрг. Заметим, что полная (болометрическая светимость карлика класса M5 ($R_* \sim 0,1 R_\odot$ и $T \sim 3000$ K) примерно в тысячу раз меньше светимости Солнца, т.е. порядка 10^{30} эрг \cdot с $^{-1}$.

Таким образом, звезда в момент максимума вспышки, импульсивно, в течение нескольких секунд, облучается извне потоком γ -фотонов, сравнимым с потоком собственного излучения. Однако нетрудно убедиться, что даже в случае полного поглощения звездой этой энергии равновесная температура фотосферных слоев немногим будет отличаться от температуры невозмущенной звезды.

Есть еще одно обстоятельство, которое нельзя не учитывать. Проникающие в фотосферу γ -фотоны будут испытывать прежде всего чистое (томсоновское) рассеяние как на тепловых электронах, так и на электронах, связанных с атомами и ионами. После многократного рассеяния часть этих фотонов будет отражена обратно со сравнительно небольшой глубины и покинет звезду навсегда. Разумеется, при этом шансы на нагрев фотосферы сильно понизятся. Нагрев может происходить только в случае, когда хотя бы некоторая часть γ -фотонов будет испытывать истинное поглощение. Необходимо поэтому прежде знать порядок величины оптической толщи t_γ слоя фотосферы глубиной l для процессов истинного поглощения. Имеем

$$t_\gamma = \kappa_\gamma n l, \quad (16.22)$$

где κ_γ — эффективное сечение поглощения γ -фотонов, n — концентрация частиц, поглощающих γ -фотоны.

Эффективность поглощения γ -фотонов водородом и гелием, наиболее обильными элементами в атмосферах звезд, крайне мала. Количество остальных частиц — тяжелых ядер и многоэлектронных ионов, способных поглощать γ -фотоны, по крайней мере на два-три порядка меньше количества водорода. Поэтому, приняв $\kappa_\gamma \sim 10^{-25}$ см 2 , найдем $t_\gamma \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ в случае, когда $l \sim 100$ км (l определяется из условия, что эффективная оптическая толщина фотосферы для процессов томсоновского рассеяния порядка единицы, т.е. $n_e \sigma_T l \sim 1$).

Таким образом, доля поглощающихся фотосферой γ -фотонов будет меньше 1% или $10^{28} - 10^{29}$ эрг; последнее даже меньше — на один-два порядка — энергии, излучаемой звездой за 1 секунду в спокойном состоянии. В таких условиях нагрев фотосферы будет незначительным. Напомним, что эти расчеты относятся к случаю $\tau = 0,01$, т.е. довольно мощной вспышки.

Проведенный здесь анализ роли γ -фотонов все-таки имеет качественный характер. Сама по себе задача нагрева фотосферы вспыхивающих звезд γ -фотонами достаточно сложна и может стать предметом специального исследования.

Проникновение быстрых электронов в фотосферу. Если быстрый электрон попадает в фотосферу, то его кинетическая энергия в форме иониза-

ционных потерь в конце концов перейдет в энергию тепла, в результате чего температура верхних слоев звезды может подниматься. Однако электрону, прежде чем достичь поверхности фотосферы, необходимо преодолеть собственное магнитное поле звезды. Мы почти ничего не знаем о характере и направленности общего магнитного поля красных карликов и, в частности, вспыхивающих звезд. По мнению некоторых исследователей, на вспыхивающих звездах существуют обширные пятна, возможно, с сильными магнитными полями, измеряемыми тысячами эрстед. Но если напряженность общего магнитного поля будет даже порядка десяти эрстед, все равно, ни один электрон с энергией порядка 10^6 эВ не сможет добраться извне до фотосферы; он будет отражен этим магнитным полем еще на значительных расстояниях от поверхности.

Таким образом, глобальное проникновение быстрых электронов извне в фотосферу звезды невозможно. Только некоторая часть электронов (протонов), идя навстречу по магнитным силовым линиям дипольного поля звезды, может добраться до поверхности со стороны ее магнитных полюсов. В этом случае можно будет наблюдать локальный эффект нагрева фотосферы в полярных областях звезды.

Впрочем, и здесь картина не совсем ясна. В этом отношении исследование задачи взаимодействия дипольного магнитного поля звезды с окружающей ее оболочкой электронов должно представить определенный интерес.

Поглощение оптического излучения комптоновского происхождения. Часть возникшего во время вспышки оптического излучения комптоновского происхождения будет направлена в сторону фотосферы. При этом ионизирующее водород излучение, короче 912 \AA , будет поглощаться еще в хромосфере и переизлучаться в форме эмиссионных линий и континуума всех спектральных серий водорода.

Что касается остального излучения комптоновского происхождения, длиннее 912 \AA , то оно может проникать глубоко в нижние слои хромосферы, а затем и фотосферы до тех пор, пока оптическая толщина для тех или иных частот излучения меньше единицы. Ниже это излучение будет поглощено полностью.

Но, как мы уже видели, в комптоновское излучение превращается лишь 10^{-5} часть энергии быстрого электрона. Полный поток световой энергии, поглощенной фотосферой в виде импульса, будет превышать нормальную излучательную способность звезды по крайней мере на порядок при $\tau = 0,01$, т.е. при очень мощных вспышках. Во время обычных вспышек, характеризующихся значениями $\tau = 0,001 - 0,0001$, облучение будет соответственно меньше. Но даже при таком незначительном облучении равновесие температурного состояния фотосферы несколько нарушится. Как скоро восстановится равновесие нагретой среды, трудно сказать.

Ионизационные потери быстрых электронов. Мы полагаем, что среда, в которой присутствуют быстрые электроны, — ведь наряду с ядерным веществом, из которого появляются в результате самопронзвольного распада эти электроны, выбрасывается наружу и обычное газовое вещество — является в высшей степени ионизованной и поэтому ионизационные потери как будто не должны играть в них особой роли. Но обычно под этим термином понимается также потеря энергии электрона, идущая, в частности,

на черенковское излучение плазменных волн и поэтому их учет необходим. Эти потери описываются следующим соотношением [3]:

$$-\frac{dE}{dt} = 7,62 \cdot 10^{-9} n_p \left(3 \ln \frac{E}{mc^2} + 18,8 \right) \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (16.23)$$

Отсюда найдем для характерного времени, при $\gamma = E/mc^2 = 3$,

$$t_i = 1,5 \cdot 10^{12} \frac{\gamma}{n_e} \approx \frac{5 \cdot 10^{12}}{n_e} \text{ с}, \quad (16.24)$$

где n_e — концентрация протонов (электронов) в среде. Имеем при $\Delta R \approx 10^{10}$ см: $n_e = \tau / \Delta R \alpha_s \approx 10^{13} \tau$, что дает $t_i \approx 0,5 / \tau$ с. При значениях $\tau = 0,0001, 0,001$ и $0,01$ характерное время t_i , обусловленное ионизационными потерями, составляет 5000, 500 и 50 секунд соответственно. При сильных вспышках ($\tau \sim 0,01$) ΔR будет больше принятой величины, что приведет к еще большему увеличению t_i .

В действительности, однако, принято значение $n_e \approx 10^{13} \tau$ есть мгновенная концентрация быстрых электронов, соответствующая лишь максимуму вспышки; после максимума n_e падает очень быстро ($n_e \sim t^{-n}$). Между тем выражение (16.24) для t_i было выведено при предположении, что $n_e = \text{const}$ в течение всей вспышки. Поэтому найденные выше величины для t_i следует считать их нижними пределами. Как показывает анализ при $n_e \sim t^{-2}$ эти цифры должны быть увеличены по крайней мере на один-два порядка. В результате t_i окажется существенно больше продолжительности самих вспышек. Это значит, что сделанный нами ранее вывод о том, что быстрые электроны покидают звезду, практически сохранив свои первоначальные энергии, остается в силе.

По многим причинам мы здесь ограничились рассмотрением поставленной задачи лишь в качественном плане. Проблема поведения облака из быстрых электронов, а по сути дела типичной плазмы, проблема ее устойчивости и энергетических потерь в своеобразных условиях внешних областей звезды исключительно сложная и требует специального рассмотрения, и нет ничего удивительного в том, что она обойдена нами (прежде всего из-за трудности выбора модели, более или менее соответствующей реальной картине).

По поводу нагрева фотосферы звезды во время ее вспышки следует сказать следующее. Если первые два источника возможного нагрева фотосферы — γ -излучение и проникновение быстрых электронов в фотосферу — являются в той или иной мере гипотетическими (поскольку они оказываются следствием самой гипотезы быстрых электронов), то выделение большого количества оптического излучения во время вспышки является наблюдательным фактом. Наблюдательным фактом является также то, что во время вспышки температура фотосферы не повышается, во всяком случае существенно; на это указывает хотя бы отсутствие положительной вспышки в области инфракрасных лучей. Тогда любой механизм возбуждения вспышки (помимо обратного комптон-эффекта) с неизбежностью приведет к тому, что фотосфера так или иначе окажется под облучением фотонов по крайней мере оптического диапазона. В принципе ни одна теория вспышки не может избежать этой проблемы — до того она неоспо-

рима! И если мы не наблюдаем существенного повышения температуры фотосферы, то это значит, что реальное время восстановления значительно больше продолжительности самой вспышки. Ясно, что при таких условиях повышение температуры фотосферы будет незначительным.

Последние соображения являются как нам кажется, неоспоримыми и достаточно убедительными для того, чтобы можно было обратить на них особое внимание.

Проблема нагрева фотосферы вспыхивающей звезды важна, и ее рано или поздно придется решать. Решать прежде всего путем прямых наблюдений. Коль скоро обычные наблюдательные средства, похоже, исчерпали свои возможности, дальнейшие надежды следует связывать с привлечением средств наблюдений, несравненно более чувствительных и более эффективных. В частности, необходимо проведение спектральных наблюдений с исключительно высоким разрешением с целью улавливания малейших изменений в фотосферных линиях поглощения на различных фазах вспышки. И вести эти наблюдения следует в областях спектра, меньше всего подвергающихся эффекту заливания непрерывной эмиссией. Мы имеем в виду прежде всего инфракрасную область спектра — длиннее $8000-10000 \text{ \AA}$.

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТОВ

1. Постановка проблемы

В настоящее время трудно усомниться в огромном космогоническом значении звездных агрегатов. Все более четко вырисовываются необычайные масштабы и разнообразие той нестационарности, которой охвачены эти обширные очаги звездообразования. В первую очередь это относится к явлению звездных вспышек, достигшему своего наивысшего проявления именно у нестационарных звезд — членов агрегатов. Создается ситуация, когда введение понятия "активность звездного агрегата" напрашивается само по себе и похоже, что активность агрегатов в дальнейшем станет одним из основных параметров, характеризующих звездное население и звездные системы Галактики.

Совсем иная картина наблюдается в одной из важнейших областей астрофизики и теоретической физики — в проблеме первичных источников космических лучей. Здесь уже назревает кризис: издавна облюбованная физиками-теоретиками концепция "сверхновых", концепция, скажем прямо, безусловно привлекательная, дала трещину. Наиболее оптимистическая оценка теперь уже такова: сверхновые не могут быть единственными источниками космических лучей.

Активность агрегатов, оказывается, может стать выходом из создавшегося положения. Настоящая глава ставит перед собой цель показать, что в звездных агрегатах существуют условия, аналогичные условиям в остатках сверхновых, и благодаря этому агрегаты могут стать мощными источниками космических лучей. Вместе с тем, и в отличие от сверхновых, объектов сугубо экзотических, число агрегатов в Галактике очень велико. Тем самым выполняется давно созревшее требование: очаги или источники космических лучей должны быть многочисленными и более или менее равномерно распределенными в Галактике.

В этой новой, "агрегатной", концепции существенно меняется и космогонический "статус" космических лучей: они теперь выступают в качестве одного из продуктов явлений и процессов более общего и глобального характера — звездообразования в агрегатах и в ассоциациях.

2. Сверхновые — инжекторы космических лучей?

Долгое время сверхновые, вернее их остатки или выброшенные ими газовые оболочки, считались наиболее вероятными источниками первичных космических лучей [1].

Сверхновые в принципе могут генерировать космические лучи следующими тремя способами: а) путем мгновенного ускорения заряженных частиц в период самого взрыва; б) путем ускорения внутри турбулентно-

го остатка сверхновой; в) путем ускорения частиц в магнитосфере пульсара (или нейтронной звезды), также появившегося после взрыва сверхновой.

Во всех трех случаях космические лучи так или иначе на некоторое время оказываются внутри остатка сверхновой. В связи с этим возникает проблема переноса высокоэнергетических частиц через остаток сверхновой. Поскольку процессы, идущие с заряженными частицами внутри этого остатка, имеют непосредственное отношение к звездным агрегатам, остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Прежде всего выяснилось [2], что космические лучи, независимо от природы их происхождения, задерживаются, а по сути дела блуждают внутри остатка сверхновой в течение времени, равного примерно 1% продолжительности их жизни, т.е. порядка 10^5 лет при их возрасте $\sim 10^7$ лет. За это время (10^5 лет) первичные относительно высокоэнергетические частицы успевают ускоряться до энергий, типичных для наблюдаемых космических лучей.

Что касается способов ускорения, то тут наибольшие надежды возлагаются на статистический механизм Ферми — многократное прохождение частицы сквозь локальные магнитные поля — с его многочисленными разновидностями. Предложены пути обобщения этого механизма с тем, чтобы он мог быть привлечен к большому числу астрофизических явлений, и они, эти пути, оказались довольно многообещающими [3]. В частности, было показано, что механизм Ферми действует с наибольшей эффективностью вблизи ударной волны, а пространственная плотность синхротронной эмиссии достигает максимума как раз за ударной волной [2].

Не менее эффективным представляется также гидродинамический механизм ускорения частиц — тоже со своими разновидностями — в остатках сверхновых [3, 4]. Так, удалось доказать [4], что при самых общих предположениях бесстолкновительные ударные волны, распространяющиеся в первоначально холодной плазме, могут порождать с высокой эффективностью космические лучи. При этом тяжелые ионы ускоряются сильнее, чем протоны, что и наблюдается на самом деле. Представляется довольно заманчивой возможность ускорения космических частиц до релятивистских энергий в результате их прохождения через среду релятивистской ударной волны [5]. Особой привлекательностью отличается возможность ускорения частиц гидродинамической турбулентностью [5, 6]. Эффективность этого механизма, очевидно, будет определяться прежде всего длительностью нахождения остатка сверхновой в состоянии гидродинамической турбулентности. Специальное рассмотрение этого вопроса дало внушительный результат — $3 \cdot 10^5$ лет [2]. Частица, оставаясь столь долгое время в такой активной среде, конечно, будет в состоянии испытывать на себе самые разные механизмы ускорения.

Наряду с этими и другими соображениями, говорящими в пользу концепции сверхновой, существуют факты, не вяжущиеся с представлением о происхождении космических лучей в остатках сверхновых. Здесь имеется в виду наблюдательный состав космических лучей, факт наблюдения космического гамма-излучения, а также энергетические соображения.

Но самая сложная проблема — это выход космических лучей из остатка сверхновой и, в особенности, их распространение и диффузия в

межзвездной среде Галактики. Сложность ее усугубляется тем, что предполагаемые источники космических лучей — сверхновые — суть объекты дискретные, довольно редкие, очень мощные и к тому же частота их появления довольно мала — одна вспышка за 10 — 50 лет, в крайнем случае за 100 лет в Галактике.

Проблема переноса и диффузии космических лучей в Галактике была рассмотрена в количественном плане недавно — в 1979 г. И вот, оказывается, радиационные потери (синхротронное излучение и комптоновское рассеяние) на пути блуждания в межзвездной среде до того велики, что в результате высокоэнергетические частицы (электроны) должны исчезнуть значительно раньше, чем думали прежде, а именно — уже на расстояниях от источника порядка нескольких сот парсеков — к такому выводу приводят, в частности, расчеты Ковсика и Ли [7]. Более определенно: чтобы наблюдаемый энергетический спектр космических электронов мог просуществовать сколь угодно долго (в космогоническом масштабе), необходимо, чтобы их источники размещались на расстояниях нескольких сот парсеков друг от друга, по крайней мере в окрестностях Солнечной системы. Только в этом случае радиационные потери не успеют "отрезать" энергетический спектр космических лучей.

Далее, если допустить, что первичные источники космических лучей распределены в пространстве в среднем равномерно, то общее число активно действующих и способных к ускорению частиц источников в Галактике должно быть не менее 30000! Отсюда напрашивается вывод: предположение, что сверхновые являются единственными источниками космических лучей (электронов) в области энергий 1 — 1000 ГэВ, представляется в высшей степени неправдоподобным.

В качестве возможного выхода из положения Джейкопи и Хигдон [8] выдвигают модель, согласно которой первичные космические лучи, покинув источник (сверхновую), успевают в течение своей жизни ($\sim 10^7$ лет) хотя бы один раз встретиться с ударной волной, активное взаимодействие с которой и "пополнит" затраты энергии. Скрытая трудность этой модели заключается в том, что в ней фактически выдвигается вопрос о поисках новых источников энергии, эквивалентных по своей суммарной мощности взрыву сверхновой.

Таким образом, анализ проблемы, связанной с переносом и диффузией космических лучей в Галактике, приводит к выдвиганию по крайней мере двух условий, которым должны удовлетворять первичные их источники: а) общее количество активно действующих источников космических лучей в Галактике должно быть очень велико — порядка 10^4 ; б) первичные источники космических лучей должны быть распределены в Галактике более или менее равномерно.

Ни первому, ни второму условию сверхновые не удовлетворяют.

3. Вспыхивающие звезды как некторые космических лучей

Положение в корне изменится, если допустить, что первоисточниками космических лучей являются вспыхивающие звезды. Это допущение представляется правдоподобным хотя бы потому, что вспыхивающие звезды удовлетворяют упомянутым двум условиям.

Имея в виду все изложенное в предыдущих главах, трудно усомниться, что вспышка звезды сопровождается появлением высокоэнергетических электронов. Мы полагаем, что это — быстрые электроны энергии порядка нескольких МэВ; во всяком случае такие электроны наилучшим образом объясняют наблюдательные факты. Решающую роль при формировании такого взгляда сыграли, с одной стороны, факт появления радиоизлучения и, с другой, факт генерации рентгеновского излучения во время обычных оптических вспышек. Заметим, что в первых моделях вспышки (модели "горячего газа", "пузыря" или "небулярного свечения") расчетный поток радиоизлучения, сопутствующий оптической вспышке, получается на много порядков меньше, чем дают наблюдения, а рентгеновского излучения не должно быть в принципе. Между тем поток рентгеновского излучения во время иных вспышек звезд типа UV Cet даже превышает поток оптического излучения вспышки — результат, который был предсказан гипотезой быстрых электронов лет за десять до получения первого экспериментального подтверждения генерации рентгеновского излучения этими звездами.

Следует полагать, что быстрые электроны все-таки находят "лазейки", чтобы, вырвавшись из магнитного поля звезды, покинуть ее навсегда. И если это случается, то они уходят, сохранив практически полностью свою изначальную энергию порядка 10^6 эВ.

Оценим сперва величину полной энергии, переданной межзвездной среде в форме кинетической энергии быстрых электронов путем довольно устойчивого и ритмично действующего процесса — вспышек звезд. Будем исходить из некоей средней модели вспышки, соответствующей значению оптической толщине среды из быстрых электронов для процессов томоновского рассеяния $\tau \sim 0,001$; в этом случае энергия, освобожденная во время одной вспышки в виде кинетической энергии быстрых электронов, порядка 10^{35} эрг. При частоте вспышки $0,1 - 1$ вспышек $\cdot \text{ч}^{-1}$ средняя мощность звезды по инжекции частиц высокой энергии будет $10^{31} - 10^{32}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$. При общем количестве вспыхивающих звезд в Галактике $10^9 - 10^{10}$ будем иметь для средней мощности всей совокупности вспыхивающих звезд как поставщиков частиц высокой энергии

$$W_{\text{гл}} \approx 10^{40} - 10^{42} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (17.1)$$

Эта оценка, конечно, весьма приближительна и даже трудно сказать, сколько порядков тут может составить ошибка.

Оценка средней мощности сверхновой в качестве инжекторов космических лучей дает [1]

$$W_{\text{сверхн}} \approx 10^{40} - 10^{41} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (17.2)$$

Сравнение (17.1) и (17.2) показывает, что во всяком случае величины W в обоих случаях одного порядка. Однако делать отсюда вывод о равноценности обоих типов источников нельзя. Дело в том, что сверхновые инжектируют в галактическую среду уже "готовые" космические лучи с энергией частиц $10^{12} - 10^{13}$ эВ. Между тем в случае вспыхивающих звезд высокая суммарная энергия инжекции обеспечивается прежде всего за счет количества частиц, а по сути дела они поставляют весьма "низко-сортные" частицы — электроны с энергией всего 10^6 эВ. Такие частицы

в лучшем случае могут служить исходным "сырьем", из которого могут возникнуть типичные космические лучи путем статистического ускорения (механизм Ферми) в условиях межзвездной среды.

Однако идея статистического ускорения частиц в межзвездной среде что-то не пользуется популярностью; во всяком случае доводы против его малозффективности кажутся довольно обоснованными [1]. Предполагается, что в лучшем случае межзвездное ускорение может увеличить первоначальную энергию частицы всего на один-два порядка.

Другая альтернатива — ускорение частицы на самой вспыхивающей звезде — была рассмотрена Ловеллом [9]. В этом случае аргумент допущается аналогия с солнечными вспышками, а основным физическим процессом при возбуждении вспышки считается коллапс магнитного поля пятен. В качестве аргумента о сходстве физических процессов при генерации вспышек Солнцем и вспыхивающими звездами принимается одинаковость отношения энергии, освобождаемой во время вспышек в радиочастотах ($\sim 10^3$ МГц), к болометрической энергии как для звезд классов М и К, так и для Солнца, у которого указанное отношение порядка 10^5 . Что касается одного из важных и наиболее трудно определяемых параметров — доли превращения энергии вспышки в энергию космических лучей, то ее величина оценивается эмпирически по данным наблюдений солнечных вспышек; эта доля получается $\sim 0,01$, т.е. $\sim 1\%$ энергии вспышки превращается в энергию космических лучей.

Оценивая затем суммарную энергию, освобожденную вспыхивающими звездами в виде космических лучей, и сравнивая найденную величину с наблюдениями, Ловелл приходит к заключению, что вспыхивающие звезды классов К — М общего галактического поля могут быть основными источниками космических лучей в области энергетического спектра $10^6 - 10^8$ эВ, частично 10^9 эВ.

Вывод о том, что у вспыхивающих звезд может формироваться самая низкоэнергетическая часть спектра космических лучей ($\sim 10^6$ эВ), по сути дела полностью совпадает с тем, что предсказывает гипотеза быстрых электронов. Что касается возможности дополнительного ускорения электронов (до энергий 10^9 эВ и выше) в магнитных полях звезды в результате магнитного коллапса, то она представляется в высшей степени сомнительной, если иметь в виду очень высокую частоту вспышек и большое количество освобождаемой при этом энергии. Магнитный коллапс — понятие слишком растяжимое, и прямое освобождение энергии магнитного поля в форме электромагнитного излучения вспышки в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах не кажется таким уж очевидным. К тому же наблюдения не указывают, как это было уже отмечено в гл. 9, на наличие у вспыхивающих звезд магнитных полей ожидаемой силы. Впрочем, к этому вопросу — о значении магнитных полей звезд в генерации вспышек — мы вернемся в гл. 19.

Таким образом, предположение о том, что вспыхивающие звезды общего галактического поля могут быть источниками первичных космических лучей, не кажется вероятным.

Совсем иначе обстоит дело, когда мы обращаемся к вспыхивающим звездам в агрегатах.

4. Структура звездных агрегатов

Что такое звездный агрегат и каковы его основные свойства?

Агрегат представляет собой систему, состоящую практически целиком из нестационарных объектов, в первую очередь — из вспыхивающих звезд. В разных агрегатах их количество разное: свыше 350 в Орионе, около 600 в Плеядах, по нескольку десятков в других агрегатах. Однако есть основание полагать, что реальное число вспыхивающих звезд в агрегатах должно быть значительно больше — свыше 1000 в Орионе, столько же в Плеядах, несколько сот в NGC 7000 и т.д.

В агрегатах много звезд типа Т Тельца — объектов, в высшей степени нестационарных и представляющих собой, по существу, перманентно или высокочастотно вспыхивающие звезды. К тому же эти объекты обладают необычайно мощными хромосферами: отношение $L(\text{MgII})/L_{\text{bol}}$ — показатель мощности хромосферы — на два-три порядка больше, чем мы имеем у нормальных звезд, и у Солнца в том числе. Зарегистрированы звезды типа Т Тельца с еще более мощными хромосферами и переходными зонами (последние — в основном по линиям 1550 CIV, 1640 HeII, 1400 SiIV). Приведем три таких примера [10, 11]:

Звезда	Хромосфера $L_{\odot}(\text{хром.}) = 1$	Переходная зона $L_{\odot}(\text{пер. зона}) = 1$
RW Aur	100	250
RU Lup	200	10000
DE Tau	10000	1000000

Анализ данных эмиссионного дублета 2800 MgII в спектрах около двухсот звезд привел к выводу о полном отсутствии какой бы то ни было зависимости между мощностью хромосферы и физическими параметрами звезды [12].

Более того, наблюдательное распределение мощности звездных хромосфер оказалось подчиняющимся закону Гаусса, что означает: хромосферный феномен у звезд есть явление случайное [12, 13]. Две звезды строго одного и того же спектрального класса и класса светимости и даже абсолютно одного и того же возраста могут обладать совершенно разными по мощности хромосферами.

В астрофизике случайные явления обычно ассоциируются с нетепловыми процессами. Если так, то случайный характер хромосферного феномена следует интерпретировать как подтверждение того, что нагрев и само существование хромосферы обусловлены нетепловыми процессами. Не представляется возможным, чтобы в этом случае можно было бы обойтись без участия частиц высокой энергии.

Таким образом, звезды типа Т Тельца наряду со вспыхивающими могут быть признаны достаточно стабильными поставщиками по крайней мере быстрых электронов в агрегатах. В первую очередь это относится к звездам типа Т Тельца со сверхмощными хромосферами.

В состав агрегатов входят также звезды типа NX Mon или YY Ori — разновидности звезд типа Т Тельца, отличающиеся исключительно высокой активностью и, в частности, необычайно сильной эмиссией в ультрафиолете; таких звезд особенно много в Орионе. Хотя мы пока не располагаем

иужными данными, но не исключено, что звезды этого типа (NX Mon) обладают также сверхмощными хромосферами.

В числе нестационарных объектов в агрегатах следует упомянуть также звезды поздних классов с H_{α} -эмиссией, представляющие собой, по всей вероятности, эволюционирующие звезды типа Т Тельца; обычно их в агрегатах столько же, сколько вспыхивающих звезд или звезд типа Т Тельца. Впрочем, обнаружение звезд с H_{α} -эмиссией в агрегатах задача не из легких, если иметь в виду слабость самой эмиссии и трудность ее фиксации с помощью бесщелевых спектрографов. Природа нестационарности у звезд с H_{α} -эмиссией очевидно та же самая, что и у звезд типа Т Тельца, только масштабы иные. Поэтому звезды с H_{α} -эмиссией также должны быть отнесены к числу регулярных поставщиков электронов высокой энергии.

Особое место в этом перечне занимают объекты Хербига — Аро. Они обнаружены пока только в Орионе, может быть потому, что Орион — самый молодой агрегат среди известных, а объекты Хербига — Аро по общему мнению представляют собой самый ранний этап зарождения и формирования звезд, окутанных очень плотными газо-пылевыми образованиями. Что эти объекты являются мощными генераторами частиц высокой энергии, в частности быстрых электронов, трудно усомниться.

Более или менее постоянными компонентами агрегатов являются: горячие звезды с зоной HII; с зоной уплотнения на фронте ударных волн; звезды, выбрасывающие вещество и порождающие звездные ветры; крошечные газопылевые туманности и образования разных размеров и масс, обычно нестационарные; неустойчивости типа Рэлея — Тейлора; инфракрасные и лазерные источники и пр.

Межзвездная среда в пределах агрегата по всем данным должна существенно отличаться от обычной межзвездной среды Галактики. Средняя плотность вещества в межзвездной среде агрегата, например, должна быть значительно — на порядок или даже на два — больше, чем в обычной межзвездной среде. Так как агрегат исключительно сильно насыщен нестационарными объектами, его межзвездная среда, контролируемая магнитными полями, должна находиться, нужно полагать, в динамическом отношении в необычайных условиях — сильная турбулентция, магнитогидродинамические волны разных типов, образование потоков и пр. — и на это свойство агрегатов следует обратить особое внимание.

Хотя мы не располагаем прямыми данными, тем не менее трудно усомниться, что удельная магнитная энергия в межзвездной среде агрегата намного больше, чем в обычной галактической среде. С точки зрения интересующей нас проблемы это означает, что любая заряженная частица, и быстрые электроны в первую очередь, имеют больше шансов задерживаться в объеме агрегата значительно дольше, чем в таком же объеме общегалактической среды. Звездные агрегаты, по-видимому, представляют собой гигантские ловушки — и одновременно накопители — заряженных частиц.

Схематическая модель звездного агрегата с учетом всего изложенного выглядит примерно — и весьма условно — так, как это показано на рис. 17.1.

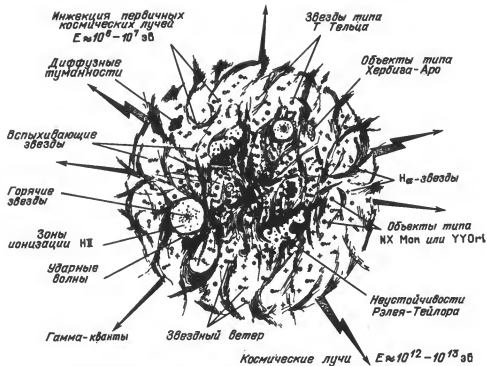


Рис. 17.1. Схематическая модель структуры звездного агрегата

5. Активность звездных агрегатов

У нас есть достаточные предпосылки к тому, чтобы выдвинуть понятие *активности агрегата*, в частности, *вспышечной активности агрегата*. При этом вспышечная активность агрегата гораздо выше, чем суммарная вспышечная активность эквивалентной по количеству группы из обычных, фоновых или реликтовых вспыхивающих звезд типа UV Cet. Это утверждение может быть подкреплено сопоставлением количественных характеристик обеих категорий вспыхивающих звезд. В качестве таковой можно использовать зависимость относительной энергии $E(\Delta U_i)/E_0$, освобожденной во время вспышки с амплитудой ΔU_i , от самой амплитуды ΔU_i для совокупности всех вспыхивающих звезд в данном агрегате, т.е.

$$\left[\frac{E(\Delta U_i)}{E_0} \right]_{\text{набл.}} = F(\Delta U_i) \cdot 10^{0,4 \Delta U_i}, \quad (17.3)$$

где E_0 — излучательная способность средней звезды в спокойном, вне вспышки, состоянии в U -лучах, $F(\Delta U_i)$ — функция распределения амплитуд ΔU_i . В случае агрегатов ΔU_i относится к разным звездам. В случае же звезд типа UV Cet амплитуда ΔU_i относится к разным вспышкам одной и той же звезды.

Суммируя (17.3) по всем возможным ΔU_i , мы, очевидно, найдем среднюю для одной вспышки наблюдаемую мощность освобожденной энергии:

$$\left(\frac{E_{fi}}{E_0} \right)_{\text{набл.}} = \sum F(\Delta U_i) \cdot 10^{0,4 \Delta U_i}. \quad (17.4)$$

Но, как было показано выше (§ 14, гл. 1), для подавляющего количества вспышек данной звезды (или агрегата) функция $F(\Delta U_i)$ может быть аппроксимирована гауссовой формулой. Поэтому будем иметь для теоретических величин тех же параметров (17.3) и (17.4)

$$\left[\frac{E(\Delta U_i)}{E_0} \right]_{\text{теор.}} = C \exp \left[- \frac{(\Delta U_i - \Delta U_0)^2}{2\sigma_U^2} \right] 10^{0,4 \Delta U_i}, \quad (17.5)$$

$$\left[\frac{E_{fi}}{E_0} \right]_{\text{теор.}} = C \int 10^{0,4 \Delta U} \exp \left[- \frac{(\Delta U - \Delta U_0)^2}{2\sigma_U^2} \right] d(\Delta U). \quad (17.6)$$

Т а б л и ц а 17.1. Средняя наблюдаемая мощность вспышки $[E(\Delta U_i)/E_0]_{\text{набл.}}$ в зависимости от амплитуды вспышки ΔU_i для агрегатов Ориона и Плеяд и трех вспыхивающих звезд типа UV Cet

ΔU_i	0–1 ^m	1–2 ^m	2–3 ^m	3–4 ^m	4–5 ^m	5–6 ^m	6–7 ^m	7–8 ^m	8–9 ^m
Орион	0,28	0,92	3,20	4,50	2,83	2,84	3,58	—	23
Плеяды	0,28	0,76	2,50	3,50	4,28	15,2	13,5	14,0	68
UV Cet	0,76	1,36	1,00	1,40	1,00	1,26	0,65	—	—
CN Leo	0,44	1,68	2,30	1,50	0,63	—	—	—	—
YZ CMi	1,12	0,80	0,70	0,25	0,63	1,74	—	—	—

Таблица 17.2. Суммарная по всевозможным амплитудам вспышек удельная вспышечная мощность $[E_{fl}/E_0]_{\text{набл.}}$ для агрегатов и вспыхивающих звезд фона

Объекты	$[E_{fl}/E_0]_{\text{набл.}}$	Объекты	$[E_{fl}/E_0]_{\text{набл.}}$
<i>Агрегаты</i>		<i>Вспыхивающие звезды фона</i>	
Орион	41	UV Cet	7,4
Плеяды	122	CN Leo	6,6
		YZ CMi	5,3

Числовые значения функций $F(\Delta U)$ известны, они приведены в табл. 1.8 для звезд типа UV Cet и для агрегатов Орион и Плеяды. Пользуясь этими данными, а также табл. 1.9 для гауссовых параметров σ_U , ΔU_0 и C , можно найти числовые значения указанных энергетических характеристик для обеих категорий вспыхивающих звезд; они приведены в табл. 17.1 для $[E(\Delta U_i)/E_0]_{\text{набл.}}$ и в табл. 17.2 для $[E_{fl}/E_0]_{\text{набл.}}$.

Особо примечательны результаты, приведенные в табл. 17.2. Из них следует, что удельная вспышечная активность одной звезды в агрегате по крайней мере в 10 – 20 раз выше, чем у звезд типа UV Cet. Это следует считать первым и основным выводом, касающимся активности агрегатов.

Возникает вопрос: за счет чего создается столь высокая удельная вспышечная активность агрегатов? Ответ на этот вопрос дает табл. 17.1, а более наглядно – рис. 17.2 и 17.3, построенные по данным этой таблицы для агрегатов Орион и Плеяды. На этих рисунках крестиками нанесена средняя наблюдаемая мощность $[E(\Delta U_i)/E_0]_{\text{набл.}}$, рассчитанная по формуле (17.3), а сплошной линией – зависимость теоретической мощности от амплитуды вспышки ΔU , рассчитанная по формуле (17.5). Как видим, до некоторого значения ΔU наблюдения достаточно хорошо следуют за теоретической кривой, вытекающей из гауссова распределения амплитуд вспышек. Но

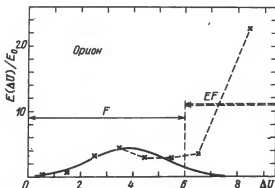


Рис. 17.2. Распределение числа вспышек по амплитуде ΔU для системы вспыхивающих звезд в Орионе. Сплошная линия – гауссово распределение, крестики – наблюдения. Область неординарных вспышек находится на $\Delta U > 5^m$

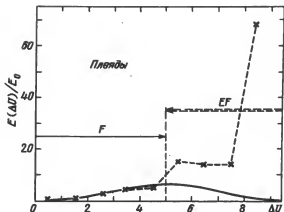


Рис. 17.3. То же, что на рис. 17.2, но для системы вспыхивающих звезд в Плеядах. Область неординарных вспышек находится на $\Delta U > 5^m$

далее, в сторону еще больших амплитуд, наблюдаемый ход резко поднимается вверх, причем расхождение с теорией становится тем больше, чем больше ΔU . Это расхождение можно представить количественно, введя параметр A_i следующим образом:

$$A_i = \frac{[E(\Delta U_i)/E_0]_{\text{набл.}}}{[E(\Delta U_i)/E_0]_{\text{теор.}}} = \frac{F(\Delta U_i)}{C} \exp \left[+ \frac{(\Delta U_i - \Delta U_0)^2}{2\sigma_U^2} \right]. \quad (17.7)$$

Числовые значения A_i в зависимости от ΔU_i приведены в табл. 17.3. Отклонение наблюдений от теории отсутствует, когда $A_i \approx 1$. Это требование удовлетворяется до значений $\Delta U_i \leq 6^m$; дальше происходит резкий рост A_i , доходящий до значений порядка 100 в случае Орнона и порядка 1000 в случае Плеяд в интервале $\Delta U_i \sim 8-9^m$. А это — область неординарных или сверхмощных вспышек.

Таким образом, мы можем сформулировать следующие определения, касающиеся активности агрегатов:

а) удельная вспышечная активность агрегатов на порядок больше удельной вспышечной активности обычных звезд типа UV Cet;

б) высокая удельная вспышечная активность агрегатов создается за счет неординарных или сверхмощных вспышек. Это определение можно сформулировать и иначе: отклонение удельной вспышечной активности от гауссова распределения и есть вспышечная активность агрегата.

В связи с первым определением нужно сделать следующее замечание. Дело в том, что проведенные выше количественные выкладки сделаны при допущении, что частота вспышек — в среднем на одну звезду — одинакова как для звезд в агрегатах, так и для звезд фона, т.е. звезд типа UV Cet. Из-за отсутствия однородных данных о вспышках с $\Delta U \leq 1^m$ в агрегатах мы ничего не можем сказать о реальной частоте вспышек в них. Косвенные соображения, однако, говорят о том, что частота вспышек в сред-

Таблица 17.3. Величина отклонения A_i от гауссова распределения удельной вспышечной мощности для двух агрегатов в зависимости от амплитуды вспышки ΔU_i

ΔU_i	0–1 ^m	1–2 ^m	2–3 ^m	3–4 ^m	4–5 ^m	5–6 ^m	6–7 ^m	7–8 ^m	8–9 ^m
Орион	1,1	0,8	1,1	1,1	0,7	1,3	4,7	60;	1250
Плеяды	1,1	0,8	1,1	0,8	1,6	2,5	3,0	5,6	68

нем на одну звезду в агрегатах должна быть гораздо выше, чем частота вспышек звезд типа UV Cet. Тогда удельная вспышечная активность одной вспыхивающей звезды в агрегатах будет больше, чем приведенная выше оценка (в 10–20 раз).

В гл. 1 было сделано замечание о том (§ 14), что внешнее согласие наблюдаемого распределения амплитуд ΔU с гауссовой кривой в области $\Delta U > 6^m$ лишь кажущееся. Теперь, переходя к рассмотрению распределения удельной мощности вспышек по ΔU , мы обнаруживаем колоссальные расхождения с гауссовой кривой как раз в области $\Delta U > 6^m$, и это расхождение интерпретируется как проявление одного из важнейших свойств агрегатов — их исключительно высокой вспышечной активности.

6. Значение неординарных вспышек

Были случаи, когда поток рентгеновского излучения вспышки той или иной звезды типа UV Cet существенно превосходил поток вспышки во всем оптическом диапазоне. По самой осторожной оценке, при одной очень мощной вспышке звезды — члена агрегата с амплитудой $\Delta U = 8^m$ будут освобождены рентгеновские фотоны (в диапазоне 1–7 кэВ) с энергией, в несколько сот раз превышающей энергию вспышки в оптических лучах.

Такие неординарные или сверхмощные вспышки довольно редки в общей статистике вспышек — примерно с соотношением 1:100. Но при одной такой вспышке в агрегате освобождается примерно столько рентгеновских фотонов и, следовательно, в соответствующем количестве высокоэнергетических частиц (быстрых электронов в том числе), сколько, вероятно, не выделилось бы при одновременных нормальных вспышках тысяч вспыхивающих звезд типа UV Cet, не являющихся членами агрегатов.

Такие неординарные вспышки вместе с тем происходят несравненно чаще — не менее нескольких вспышек в год в одном агрегате, чем взрывы сверхновых, — не чаще одного взрыва за несколько десятилетий (в лучшем случае) в Галактике. Получается интересная ситуация: неординарная вспышка по своей эффективной мощности освобожденных при этом высокоэнергетических частиц N (неорд.всп.) находится между взрывами сверхновых и обычных звездных вспышек, т.е., выражаясь формально, выполняется условие

$$N(\text{сверхнов.}) > N(\text{неорд.всп.}) > N(\text{обычн.всп.}).$$

По частоте же своего появления неординарная вспышка опять находится между сверхновой и обычной звездной вспышкой, но на этот раз с обратной

Таблица 17.4. Число высокоэнергетических электронов (N), частота вспышек (f) и произведение Nf для сверхновой звезды и для всей системы агрегатов в Галактике (число агрегатов $N = 10^4$, число звезд в одном агрегате $n = 1000$) при неординарной ($\Delta U \geq 8^m$) и обычной ($\Delta U \approx 2^m$) вспышках

Характеристики звезды	Взрывы сверхновых	Агрегаты	
		Неординарные вспышки	Обычные вспышки
N электронов	10^{51}	10^{50}	10^{48}
f всп $\cdot \text{с}^{-1}$	10^{-16}	10^{-7}	10^{-5}
Nf электронов $\cdot \text{с}^{-1}$	10^{41}	10^{43}	10^{43}

по знаку последовательностью:

$$f(\text{сверхнов.}) < f(\text{неорд.всп.}) < f(\text{обычн.всп.}).$$

Здесь $f(\text{сверхнов.})$ = одной вспышке за 100 лет (по новейшим определениям — за 70 лет), $f(\text{обычн.всп.})$ порядка одной вспышки в сутки на одну звезду. Что касается $f(\text{неорд.всп.})$, то сведения на этот счет крайне неопределенны: весьма ориентировочно 2–3 вспышки за год в одном агрегате. Очевидно, множитель Nf представит собой нечто вроде интегральной мощности вспышек. Весьма приблизительные оценки для Nf на основе гипотезы быстрых электронов представлены в табл. 17.4 (при этом принято число агрегатов в Галактике 10^4 , число вспыхивающих звезд в агрегате 1000). Как видим, произведение Nf оказалось одного порядка у обычных и неординарных вспышек и заметно больше, чем у сверхновых. Вместе с тем агрегаты удовлетворяют — в качестве источников космических лучей — двум вышеуказанным требованиям, а именно: они распределены в Галактике более или менее равномерно, и расстояние между ними невелико — порядка 100–200 парсеков. Более определенно дело обстоит так: в объеме сферы радиусом 500 пс вокруг Солнца насчитывается не менее 10 агрегатов, что дает для их полного числа в плоской подсистеме Галактики величину 10^4 — как раз тот порядок, о котором шла речь выше. Поэтому, даже в том случае, если по интегральной мощности (Nf) неординарные вспышки кажутся эквивалентными со сверхновой, преимущество — по отмеченным выше причинам — все-таки остается за неординарными вспышками.

По-видимому, не будет преувеличением сказать: неординарные вспышки в масштабе агрегатов — это то же самое, что взрывы сверхновых в масштабе Галактики.

7. Ускорение частиц в межзвездной среде агрегата

Судьба высокоэнергетической частицы, покидающей вспыхивающую звезду, не отличается от судьбы частицы, оторванной от остатка сверхновой; в обоих случаях они оказываются в межзвездной среде со всеми вытекающими отсюда последствиями, если иметь в виду прежде всего возможность их ускорения различными статистическими механизмами.

Правда, начальная энергия частицы, покидающей вспыхивающую звезду, на много порядков меньше энергии частицы, выброшенной из остатка сверхновой. Но зато она теперь окажется в локальной межзвездной среде агрегата, куда более активной, чем обычная межзвездная среда Галактики. Ведь каждая вспышка звезды в агрегате так или иначе порождает или может породить ударную волну, хотя и с весьма скромной мощностью по сравнению с ударной волной сверхновой. К тому же число очагов — вспыхивающих звезд, порождающих такие волны, очень велико. Их общее количество в общем объеме агрегата будет еще больше благодаря высокой частоте вспышек на одну звезду. Агрегат, по существу, будет заполнен густой сетью пересекающихся и взаимно проникающих ударных волн. Что произойдет с заряженной частицей, оказавшейся в такой сложной и бурной обстановке, трудно описать, тем более представить математически. Но вряд ли можно усомниться в том, что условия разгона этих частиц и существенного увеличения их кинетической энергии в локальной межзвездной среде агрегата будут куда более благоприятными, чем в общегалактической межзвездной среде.

Значение агрегатов в качестве потенциальных ускорителей космических лучей может существенно повыситься, если иметь в виду, что обычно ускорение частиц статистическим механизмом действует гораздо эффективнее как раз в областях с мелкомасштабными движениями или же с бурно протекающей турбулентностью, нежели в более статичной и обширной межзвездной среде.

При общем количестве только вспыхивающих звезд, например, в агрегате Плеяды порядка 1000 и диаметре агрегата ~ 10 пс будем иметь почти по одной вспыхивающей звезде в одном кубическом парсеке в агрегате — в тридцать раз больше, чем в окрестностях Солнца! Следовательно, характерный размер областей в этом агрегате, где могут произойти столкновения ударных волн друг с другом, возникновение турбулентции, образования неустойчивостей типа Рэлея—Тейлора и других неравномерностей, порядка половины парсека — это на много порядков меньше характерных размеров неравномерностей обычной межзвездной среды Галактики.

Итак, похоже, что агрегат со своей локальной межзвездной средой превращается в мощный инжектор первичных космических частиц и одновременно в гигантский их ускоритель. В результате космические лучи получают шансы покинуть агрегат с такой же энергией, какой обладают частицы, покидающие остаток сверхновой. Иначе говоря, агрегат по своей способности сообщить ускорение первичным частицам может оказаться эквивалентным остатку сверхновой. Все перечисленные выше механизмы ускорения частиц, действующие внутри остатка сверхновой, в принципе могли бы срабатывать и в локальной межзвездной среде агрегата. Ведь имея в виду размеры агрегатов, частицы будут задерживаться в их пределах столько времени (может быть, даже дольше), сколько они задерживаются в остатке сверхновой, т.е. $\sim 10^5$ лет. Можно попытаться построить модель межзвездной среды агрегата, при которой это станет возможным. Однако, прежде чем перейти к этому, нужно сперва обсудить энергетическую сторону проблемы. В частности, мы должны ответить на два вопроса: а) сможет ли вся совокупность агрегатов в Галактике обеспечить наблю-

даемую мощность космических лучей; б) могут ли в агрегате образоваться частицы с максимальной энергией, наблюдаемой в составе космических лучей.

8. Энергетическая сторона проблемы

Существует, однако энергетическая сторона предложенной гипотезы. В частности, смогут ли агрегаты обеспечить наблюдаемую мощность космических лучей?

Будем исходить из некоей усредненной модели агрегата, состоящего из n вспыхивающих звезд с одинаковой в среднем мощностью освобождения быстрых электронов N_e на одну вспышку и с одинаковой частотой вспышки f_U . Примем также, сугубо условно, что число релятивистских частиц, покидающих агрегат, равно числу быстрых электронов, возникших внутри агрегата в результате вспышек. Это равносильно допущению, что время релаксации порядка или равно времени нахождения частицы в агрегате. Тогда мы можем написать для полного числа релятивистских частиц N , поступающих из всех агрегатов в Галактике в общую галактическую среду: $N = nN_e f_U N_0 \text{ с}^{-1}$, где N_0 — число агрегатов в Галактике.

Во время одной средней по мощности вспышки звезды освобождается $N_e \approx 10^{42}$ быстрых электронов. Известна также частота вспышек: в среднем она порядка 1–10 вспышек в сутки или $f_U = 10^{-4} - 10^{-5}$ вспышек в секунду (для одной звезды). Число же вспыхивающих звезд в агрегате в среднем не меньше 100, хотя и во многих агрегатах оно может перевалить за 1000; примем поэтому $n = 100 \div 1000$. Что касается числа агрегатов в Галактике, N_0 , то оно, по всей вероятности, не меньше 10^6 . Тогда будем иметь для полного числа релятивистских электронов, поставляемых всей системой агрегатов, $N \approx 10^{44} - 10^{45} \text{ с}^{-1}$.

Во время взрыва сверхновой образуется в среднем 10^{51} релятивистских частиц. Это означает $N = 10^{41}$ релятивистских частиц в секунду при частоте появления одной сверхновой в столетие [1].

Как мы видим, агрегаты могут поставлять релятивистские частицы даже в значительно — на три-четыре порядка — большем количестве, чем сверхновые. Но это не является решающим фактором: ведь средняя энергия одной частицы (быстрого электрона), покидающей вспыхивающую звезду, на три-четыре порядка меньше энергии релятивистской частицы, уходящей из остатка сверхновой. Так что, если перейти к балансу энергии, то по суммарной энергии инжектируемых вспыхивающими звездами быстрых электронов агрегаты едва достигают мощности сверхновых. Но, как было отмечено выше, быстрые электроны приобретают дополнительную энергию в результате ускорения в локальной межзвездной среде агрегата, почерпнув при этом эту дополнительную энергию из разных "источников" — турбулентция, магнитные поля, ударные волны и прочее, — так или иначе связанных своими первоисточниками с нестационарными звездами — членами агрегата.

Таким образом, энергетические ресурсы агрегатов представляются достаточными для того, чтобы обеспечить наблюдаемую мощность космических лучей Галактики.

Важной характеристикой в обсуждаемой проблеме является величина максимальной энергии частицы, покидающей агрегат.

Т а б л и ц а 17.5. Сопоставление энергетических характеристик агрегатов и сверхновых в качестве первичных источников космических лучей

Характеристика	Агрегат	Сверхновая
Полное число первичных частиц, с^{-1}	$10^{44} - 10^{45}$	10^{41}
Энергия одной первичной частицы, эВ	10^6	$10^9 - 10^{10}$
Полная энергия инжектируемых частиц ($\text{эВ} \cdot \text{с}^{-1}$)	$10^{50} - 10^{51}$	$10^{49} - 10^{51}$
Полная энергия ускоряемых частиц, $\text{эВ} \cdot \text{с}^{-1}$	$10^{52} - 10^{53}$	$10^{52} - 10^{53}$
Максимальная энергия релятивистской частицы (эВ)	$5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17}$	10^{17}

Величину максимальной энергии, которую можно будет сообщить частице, разогнав ее в агрегате, можно оценить, пользуясь известным соотношением

$$E_{\text{max}} = 150HD\xi_{\text{max}} \text{ эВ}, \quad (17.8)$$

где H — напряженность магнитного поля локальной межзвездной среды в агрегате, D — линейный диаметр агрегата, а безразмерный параметр $\xi = 2r_H/D$ представляется через радиус кривизны r_H орбиты движения частицы в магнитном поле. Численно ξ не может быть, конечно, больше единицы, и в принципе максимальную энергию для ускоренной до теоретического предела частицы мы будем иметь при $\xi = 1$. Что касается напряженности магнитного поля в агрегате, вернее, в его локальной межзвездной среде, то об этом мы ничего не знаем. Приняв сугубо ориентировочно $H = 10^{-4}$ эрстеда (на порядок меньше, чем в остатках сверхновых, и на один-два порядка больше, чем в галактической межзвездной среде), а также приняв $\xi = 0,1$, мы найдем для максимальной энергии частицы $E_{\text{max}} = 1,5 \cdot 10^{-3} D \text{ эВ}$.

Диаметр агрегата Плеяды составляет приблизительно 10 пс, Ориона ~40 пс (по-видимому, обе оценки следует считать заниженными). Тогда мы будем иметь для максимальных энергий частиц, ускоренных в агрегатах Плеяды и Орион, соответственно $5,1 \cdot 10^{16}$ эВ и $1,8 \cdot 10^{17}$ эВ (для тяжелых частиц эти величины будут на один-два порядка больше, в зависимости от атомной массы). А ведь известно, что в остатках сверхновых могут образоваться частицы с энергией $E \approx 10^{17}$ эВ.

Таким образом, и с точки зрения энергетического состава космических лучей звездные агрегаты становятся эквивалентными остаткам сверхновых.

Сопоставление энергетических характеристик агрегатов и сверхновых в качестве первичных источников космических лучей выглядит так, как это представлено в табл. 17.5.

9. Космическое гамма-излучение и агрегаты

Агрегатная концепция возникновения космических лучей автоматически приводит к тому, что сами агрегаты должны быть одновременно источниками гамма-излучения. Если мы затрудняемся, например, указать пределы энергий, до которых еще могут быть разогнаны первичные час-

тнцы в магнитных полях агрегата, то в самой возможности разгона частиц и их взаимодействии (при близких прохождениях) с газовым веществом трудно усомниться. Подобные процессы непременно должны сопровождаться генерацией высокоэнергетических фотонов — жесткого рентгеновского и гамма-излучения.

В отличие от космических лучей гамма-фотоны доберутся до наблюдателя практически беспрепятственно — по лучу зрения и почти без поглощения.

Это обстоятельство предоставляет очевидное удобство для проверки выдвинутой концепции. Прежде всего здесь имеется в виду возможность непосредственного отождествления наблюдаемых гамма-источников с полжениями агрегатов на небе. Что касается мощности гамма-излучения, то, если и можно провести количественный анализ, скажем, для произвольно взятой модели агрегата, его конечные результаты окажутся зависящими от многих физических и геометрических параметров, числовые значения которых в большинстве случаев найти не так легко. В связи с этим нелишне будет напомнить, что наша информация даже об обычной межзвездной среде Галактики — межагрегатном пространстве — также далеко не полная.

Среди совершенно неясных вопросов, касающихся агрегатов, следует указать прежде всего на полное отсутствие данных о топологии магнитных полей и условиях разгона электронов в агрегатах, о продолжительности пребывания частицы той или иной энергии в объеме агрегата, а следовательно, о продолжительности накопления высокоэнергетических частиц в агрегате при заданных темпах поступления первичных частиц из нестационарных объектов в результате взрывных и вспышечных процессов, что в конечном итоге определяет концентрацию релятивистских частиц в объеме агрегата. Да, нам фактически ничего не известно о концентрации обычного газового вещества, свободных тепловых электронов в том числе, в межзвездной среде агрегата; мы только знаем, что она больше, чем в межзвездной среде Галактики.

Несмотря на отмеченные (и не отмеченные) трудности, ниже будет сделана попытка проведения количественного анализа генерации γ -излучения в межзвездной среде агрегата. Разумеется, этот анализ носит чисто качественный характер и может быть углублен для иной, наиболее близкой к действительности модели агрегата.

Мыслимы следующие механизмы генерации γ -фотонов в атмосферах звезд или в окружающей их межзвездной среде:

а) β -распад неустойчивых ядерных конфигураций, сопровождаемый испусканием γ -фотонов;

б) распад π^0 -мезонов, образующихся при нуклон-нуклонных столкновениях;

в) спонтанное излучение ядер, возбужденных в результате столкновений;

г) обратный комптон-эффект при столкновениях ультрарелятивистских электронов с низкочастотными фотонами;

д) синхротронное излучение электронов очень высокой энергии в исключительно сильных магнитных полях;

е) тормозное излучение нетепловых электронов.

Механизм а) носит индивидуальный характер — он может срабатывать непосредственно во время вспышки звезды, во внешних областях ее атмосферы и в очень короткое время, но при этом могут появиться фотоны с энергией порядка одного МэВ, т.е. с длиной волны $\sim 0,01 \text{ \AA}$. Однако есть основание полагать (см. гл. 18), что в случае вспыхивающих звезд β -распад не сопровождается испусканием γ -фотона. Механизмы б) и в) могут срабатывать, если частицы будут ускорены до очень высоких энергий, но при этом они могут покинуть агрегат. Механизм г) может оказаться эффективным при взаимодействии ультрарелятивистской частицы вторгшейся извне, из общего галактического поля, с тепловыми фотонами, плотность которых в пределах агрегата может оказаться достаточно большой. Механизм д) требует очень сильных магнитных полей (порядка 10^{12} эрстед) и скорее всего относится к пульсарам, а в агрегатах, похоже, их нет. Остается последний — механизм е), тормозное излучение нетепловых электронов (нетепловой бремсстралунг), и этот механизм представляется наиболее эффективным в условиях межзвездной среды агрегатов. При этом имеется в виду тормозное излучение релятивистских электронов не только при взаимодействии с тепловыми электронами (и вообще с заряженными частицами) межзвездной среды агрегата.

Эффективное сечение столкновения в этом случае дается, согласно Росси (см. [18]), следующей формулой:

$$\sigma(E, E_\gamma) dE_\gamma = 4\alpha r_0^2 F(E, E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} = C_\gamma \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}, \quad (17.9)$$

где E и E_γ — энергии релятивистского электрона и γ -фотона, а функция $F(E, E_\gamma)$ имеет вид (в случае $z=1$ и когда "фактор экранировки" очень мал, что соответствует нашему случаю)

$$F(E, E_\gamma) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right) \right] \ln 191 + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right). \quad (17.10)$$

Энергия γ -фотонов, обычно регистрируемых в астрономии, порядка 100 — 1000 МэВ и выше. Зависимость же функции $F(E, E_\gamma)$ от E крайне слабая, например, $F(E, E_\gamma) = 6,45$ при $E_\gamma/E = 0,1$ и $F(E, E_\gamma) = 7,10$ при $E_\gamma/E \ll 1$. Проведем дальнейший анализ для случая $E_\gamma = 100 \text{ МэВ}$ и $E_\gamma/E = 0,1$, т.е. когда $E = 10^9 \text{ эВ}$. В этом случае будем иметь для числового значения C_γ в (17.9)

$$C_\gamma = 4\alpha r_0^2 F(E, E_\gamma) = 1,50 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (17.11)$$

Для объемного коэффициента излучения γ -фотонов в агрегате имеем

$$\mathcal{E}_\gamma dE_\gamma = \sigma(E, E_\gamma) n_e n_e^0 c E_\gamma dE_\gamma, \quad (17.12)$$

где n_e^0 — концентрация релятивистских электронов, n_e — концентрация тепловых электронов — обе в межзвездной среде агрегата; c — скорость света.

В случае, когда агрегат объема V однородный, будем иметь для его гамма-светимости L_γ в интервале энергии γ -фотонов, равном ΔE_γ ,

$$L_\gamma = V \mathcal{E}_\gamma \Delta E_\gamma. \quad (17.13)$$

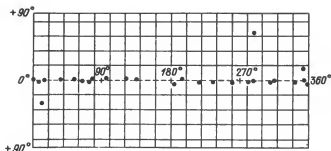


Рис. 17.4. Видимое распределение 25 известных космических гамма-источников на небе. Система координат галактическая. Обращает на себя внимание сильная концентрация гамма-источников к галактической плоскости

Комбинируя приведенные выше соотношения, можно вывести следующую формулу для нахождения концентрации релятивистских электронов в межзвездной среде агрегата:

$$n_e^0 = L_\gamma (VC_\gamma n_e c \Delta E_\gamma)^{-1}. \quad (17.14)$$

Заметим, что одна из неопределенностей — энергия E релятивистского электрона — отпадает благодаря тому, что входящая в эту формулу величина C_γ слабо зависит от E .

Рассмотрим агрегат диаметром порядка 10 парсеков, т.е. $V \approx 10^{58} \text{ см}^3$. Наблюдаемые потоки γ -фотонов колеблются в пределах $H_\gamma = (4 - 20) \times 10^{10} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ [19]; примем $H_\gamma = 10 \cdot 10^{10} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. При расстоянии агрегата от Солнца порядка 300 пс это дает для его гамма-светимости $L_\gamma \approx 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Приравняв для концентрации тепловых электронов в межзвездной среде агрегата $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ (на порядок больше, чем в общей галактической среде) и $\Delta E_\gamma = 100 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ эрг}$, найдем из (17.14) для концентрации релятивистских электронов в агрегате

$$n_e^0 \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}. \quad (17.15)$$

Это, конечно, довольно большая величина если иметь в виду, что речь идет о концентрации электронов с $E \sim 1 \text{ ГэВ}$. Полное число таких электронов в агрегате будет $N_e = V n_e^0 \approx 10^{53}$, а полная их энергия E (рел. электр.) $\approx 10^{50} \text{ эрг}$, т.е. порядка величины, найденной выше (см. табл. 17.5) на основе независимых оценок для полной энергии инжектируемых из агрегата релятивистских частиц.

А как обстоит дело с видимым распределением локальных γ -источников? Здесь картина довольно впечатляющая, во всяком случае судя по карте, приведенной на рис. 17.4 (построена она по данным, собранным в [19]). Оказывается, из 25 известных (до 1983 г.) локальных источников только три расположены вдали от галактической плоскости — выше $\pm 10^\circ$ галактической широты; остальные 22 источника расположены чуть ли не в галактической плоскости. Следовательно, эти источники не могут быть расположены очень далеко от нас.

Заманчивость создавшейся ситуации заключается в том, что вблизи галактической плоскости расположено большинство агрегатов; во вся-

ком случае все они — О-ассоциации, Т-ассоциации, молодые открытые звездные скопления — принадлежат к плоской подсистеме Галактики. В этом отношении корреляция между γ -источниками и агрегатами неоспорима. Что касается конкретного отождествления, то здесь ситуация иная, можно сказать, как-то странно дисгармоничная. Действительно, из 22 γ -источников ни один не совпадает с положениями наиболее известных агрегатов — Ориона и Плеяд. Есть более или менее удовлетворительное совпадение с О-ассоциациями Киль I, Скорпион I + II, Скорпион IV, η и χ Персея, Лебедь IV. Это обстоятельство, не снимая необходимости дальнейших попыток по отождествлению уже известных γ -источников, не означает, что Орион, Плеяды и другие известные агрегаты не могут быть локальными γ -источниками; очевидно, предполагаемые их γ -потoki находятся ниже порога чувствительности тех гамма-телескопов, которые функционировали еще недавно. В качестве подтверждения этой точки зрения можно указать пример с Орионом. В экспериментах, проведенных с помощью орбитального гамма-телескопа "COS-B" [20] было зарегистрировано высокоэнергетическое γ -излучение от комплекса облаков в Орионе; при этом зарегистрированный γ -поток оказался равным $2 \cdot 10^{-6}$ эрг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ в диапазоне 70 — 5000 МэВ. Между тем другой гамма-телескоп "SAS-2" [21] давал для этой области только верхние пределы. В какой мере в данном случае речь идет о γ -излучении, возникшем в результате взаимодействия "собственных" релятивистских частиц, рожденных в этом агрегате, с диффузным веществом самого агрегата, а не в результате прохождения сквозь него фоновых — общегалактических космических частиц — не совсем ясно. Такой точки зрения придерживается, в частности, Вольфендейл [22], полагая, что наблюдаемое γ -излучение, поступающее от того или иного галактического облака (в частности, в агрегатах), может быть результатом взаимодействия галактических фоновых космических частиц с веществом этого облака. Таким путем пытаются получить весьма важную информацию о градиенте в интенсивности космических лучей в Галактике.

До сих пор речь шла о космических γ -фотонах с энергией порядка 100 МэВ и выше. Наряду с этим специальными экспериментами были зарегистрированы гамма-всплески с энергией фотонов порядка 1 МэВ и даже меньше. Вопрос о том, какое отношение могут иметь эти всплески к вспыхивающим звездам, будет рассмотрен в следующей главе.

10. Проблема лития

Гипотеза быстрых электронов предсказывает очень высокое относительное содержание лития в составе космических лучей [13]. Это предсказание может приобрести определенный смысл в связи с давно известным фактом аномально высокого содержания легких элементов, в том числе и лития, в составе космических лучей. Отношение Li/H, например для Солнца, порядка 10^{-11} [14], в то время как для космических лучей оно порядка 10^{-3} . Обычно считается, что литий является фрагментом расщепления тяжелых ядер, происходящего в межзвездной среде при их встрече с протонами. Это предположение, однако, требует наличия весьма значительного количества тяжелых ядер в источнике космичес-

ких лучей, на один-два порядка превышающего их естественную распространенность (подробности см. [1]).

Гипотеза быстрых электронов предсказывает также возможность аномального изотопического состава лития в космических лучах, а именно, число ядер ${}^6\text{Li}$ должно быть чуть больше числа ядер ${}^7\text{Li}$, т.е. должно иметь место соотношение, обратное наблюдаемому в обычных условиях на Солнце у нормальных звезд. Это предсказание оказалось в согласии с результатами последних внеатмосферных наблюдений космических лучей [15], при которых было найдено ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 1,07$ (см. раздел 6 гл. 18).

У типично вспыхивающих звезд продукты β -распада, в том числе и литий, должны уходить от звезды. Поэтому ожидать аномально высокого содержания лития в фотосферах этих звезд, вообще говоря, не следует — вывод, который подтверждается наблюдениями [16]. Однако у звезд со сложной структурой верхней атмосферы и магнитных полей и, главное, практически с непрерывающейся вспышечной активностью захват лития может иметь место. Этим, по-видимому, следует объяснить аномально высокое содержание лития — на один-два порядка больше чем у Солнца — в фотосферах звезд типа Т Тельца [17]. Кстати, эта концепция таит в себе интересный резерв для еще большего ускорения частиц — до 10^{12} эВ и выше а именно, возможность многократного прохождения частицы сквозь ассоциации, оказывающиеся на пути ее следования. Энергетические потери на "перегонных" участках пути ~ 100 пс (среднее расстояние между агрегатами) невелики, в то же время дополнительная энергия, приобретаемая частицей за 300 000 лет в результате прохождения через 1000 ассоциаций могла бы достичь значительных величин.

Приведенные факты, как нам кажется, лишь усиливают "агрегатную" концепцию происхождения космических лучей.

11. Космические лучи и проблема звездообразования

Принято считать, что взрывы сверхновых относятся к заключительной фазе эволюции звезд, и с этой точки зрения место космических лучей в общем космогоническом круговороте чуть ли не случайное. В противоположность этому "агрегатная" концепция, во-первых, перебрасывает эпоху происхождения космических лучей с конца эволюционного пути звезд к самому его началу, и, во-вторых, связывает происхождение космических лучей с самим процессом образования и формирования звезд и звездных систем. Космические лучи с точки зрения "агрегатной" концепции рассматриваются в качестве одного из продуктов процесса звездообразования в ассоциациях. Развивая эти рассуждения и имея в виду также кратковременность жизни космических лучей — порядка 10^7 лет, — мы приходим к следующей формулировке: факт самого существования космических лучей является указанием на то, что процесс звездообразования в Галактике продолжается и поныне.

"Агрегатная" концепция, как мы видим, существенно расширяет, можно сказать, в корне изменяет "статус" космических лучей: теперь они могут выступать в качестве "свидетелей" рождения и формирования самих звезд в Галактике.

БЫСТРЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ

1. Гипотеза быстрых электронов

Настоящая монография посвящена теории вспышек звезд, основанной на гипотезе, получившей название "гипотеза быстрых электронов"; появилась она впервые в середине шестидесятых годов. Эта гипотеза достаточно необычна, если не сказать еретична, чтобы быть легко принятой. Ее следует отнести к разряду научных гипотез, которые не получают быстрого признания даже вопреки фактам — сказываются инерция привычных представлений и трудности преодоления некоего психологического барьера.

Гипотеза быстрых электронов оказалась в равной мере плодотворной как в отношении одиночных и реликтовых вспыхивающих звезд типа UV Cet, рассеянных в окрестностях Солнца, так и вспыхивающих звезд, звезд типа Т Тельца и с $H\alpha$ -эмиссией, входящих в состав звездных агрегатов — ассоциаций и молодых звездных скоплений. При этом она смогла объяснить многочисленные и самые разнообразные факты наблюдений, относящиеся, однако, не только к вполне ординарным вспышкам, какие наблюдаются каждый день. Эта гипотеза оказалась в состоянии охватить также крайне редкие, но и наиболее экстремальные формы и свойства этого феномена. Мы имеем в виду, в частности:

- 1) факт более чем 2000-кратного увеличения блеска звезды во время вспышки (уже известно 4 — 5 таких случаев);
- 2) случаи более чем десятикратного (!) повышения блеска звезды за 1 секунду во время иных вспышек;
- 3) необычайно большие потоки радиоизлучения для небесных тел размерами со звезду;
- 4) появление во время вспышки звезды рентгеновского излучения исключительной мощности, превышающей мощность оптического излучения вспышки.

Эти крайние по своим масштабам и свойствам проявления вспышки, будучи убедительными с точки зрения надежности констатации фактов, могут служить вместе с тем в качестве "пробных камней" для проверки той или иной теории вспышки. Между тем как раз эти экстраординарные формы и свойства феномена вспышки странным образом оказались обойденными существующими "магнитными" и "тепловыми" теориями во всех их разновидностях, начиная от явно устаревших версий "горячего пятна" и "горячего газа" до маловразумительных экскурсов в область экзотических свойств горячей плазмы "постоянной концентрации" или "постоянного давления". Если для ординарных вспышек еще можно "подобрать" нужные параметры горячего газа или намагниченного пятна, то такой "подбор" становится просто невозможным для провоци-

рования вспышки с указанными выше экстраординарными свойствами н масштабами.

Исключительно большие скорости развития вспышки н громадный запас энергии — этими свойствами обладают продукты ядерных преобразований, в частности, быстрые электроны. И прикладывать непомерные усилия для того, чтобы "выжать" эти свойства, скажем, у горячего газа, — по-видимому, совсем не тот путь, по которому следует идти.

Гипотеза быстрых электронов позволила сделать ряд интересных предсказаний, одно из которых — возможность генерации рентгеновского излучения во время вспышки — уже получило наблюдательное подтверждение, хотя в этом направлении еще многое предстоит сделать.

Проведение сравнительного анализа гипотезы быстрых электронов, с одной стороны, н остальных гипотез, в частности, гипотезы горячего газа — с другой, не является предметом обсуждения в настоящей монографии. Но одно сопоставление все-таки полезно сделать: для индуктирования одной сверхмощной вспышки, приводящей, например, к 1000-кратному повышению блеска звезды в U -лучах, необходимо, чтобы в течение очень короткого времени было выброшено наружу $\sim 10^{21}$ г обычного газового вещества — в случае гипотезы горячего газа, или $\sim 10^{11}$ г ядерно-активного вещества — в случае гипотезы быстрых электронов.

Обычного газового вещества внутри звезды имеется предостаточно. Но и ядерно-активное вещество имеется также, в особенности у звезд, находящихся в состоянии сильной конвективной перемешанности. Поэтому как только примесь ядерно-активного вещества превысит (10^{-10})-ю часть общего количества вещества, вынесенного во время вспышки, волей-неволей будет сбавлять гипотеза быстрых электронов в качестве нетеплового механизма индуктирования вспышек. Ожидать такое ничтожное количество примеси ядерно-активного вещества в составе вынесенной наружу материи у вспыхивающих звезд н вообще у нестационарных звезд, по всей вероятности, можно, если исходить, например, из интуитивных соображений. То обстоятельство, что гипотеза быстрых электронов оказалась в состоянии дать удовлетворительное объяснение многим фактам, связанным с явлением вспышки звезд, может служить свидетельством того, что эта интуиция не так уж беспочвенна.

Сущность вспышки звезд, согласно гипотезе быстрых электронов, заключается в спонтанном появлении β -электронов во внешних областях звезды в результате β -распада некоторых неустойчивых ядер (или ядерных конфигураций), выбрасываемых время от времени наружу в составе сгустков внутризвездного вещества — обычного и ядерно-активного. Энергетический спектр этих β -электронов или быстрых электронов — гауссов с небольшой дисперсией н с максимумом на $\sim 1,5$ МэВ, т.е. почти монохроматический.

Основным, или первичным, во время вспышки, согласно нашей концепции, является, таким образом, само появление ансамбля быстрых электронов. Все остальное — резкое повышение фотонного блеска звезды в результате процессов типа обратного комптон-эффекта н нетеплового бремсстралунга, генерация радиоволн (синхротронного происхождения), испускание рентгеновских лучей в результате того же нетеплового бремсстралунга н т.д. — является вторичным и в энергетическом

отношении менее существенным. Одним из главных выводов этой гипотезы является установление огромной роли элементарных частиц высоких энергий при индуцировании звездных вспышек, а также то, что полная энергия, освобождающаяся во время вспышки в форме кинетической энергии элементарных частиц, во много раз — на много порядков — превосходит энергию оптического излучения.

Обычно против гипотезы быстрых электронов выдвигается даже не вопрос о том, как возникают сами быстрые электроны, а утверждение, что полная энергия вспышки, дескать, на много порядков превышает энергию наблюдаемого фотонного излучения звезды. Как-то непривычно думать, что наблюдаемое излучение вспышки может быть результатом вторичных процессов.

Но кем, когда и как было показано, что наблюдаемая, например, в оптических лучах картина вспышки является именно первопричиной? И почему, по какой логике при поисках источников энергии вспышки мы должны исходить из требования соблюдения баланса только с лучистой энергией? Почему, на основании каких фактов или соображений мы должны допускать, что наши наблюдательные средства делают доступными для непосредственного восприятия все формы — в энергетическом отношении — проявления вспышки?

Возможно, эти и подобные вопросы затрагивают в большей мере космогоническую и даже философскую сторону проблемы, но игнорировать их в такой глобальной проблеме, как звездные вспышки, было бы неправильно.

Было бы более логично и последовательно, как нам кажется, допустить возможность вспышки в иной, в энергетическом отношении более высокой форме, вытекающей к тому же из более общих и всеобъемлющих соображений, связанных с формированием и развитием звезд, эволюцией источников энергетического излучения в недрах звезд и т.д. Гипотеза быстрых электронов подходит к проблеме как раз с этой позиции.

2. Наблюдательные аспекты гипотезы быстрых электронов

Прежде чем перейти к проблеме происхождения высокоэнергетических электронов во время вспышек звезд, представляется целесообразным перечислить в виде краткого обзора важнейшие наблюдательные аспекты гипотезы быстрых электронов со ссылкой на основные первоисточники.

1. Гипотеза быстрых электронов предсказала (в 1966 г. [1]) возможность генерации рентгеновского излучения во время звездных вспышек. Спустя десять лет атмосферные наблюдения подтвердили это предсказание. Зарегистрированные потоки рентгеновского излучения вспышек оказались в согласии с ожидаемыми величинами (подробности см. Батлер и др. [2]).

2. Поведение эмиссионных линий, как сильных, так и слабых, оказалось в хорошем согласии с картиной, предсказанной гипотезой быстрых электронов (Мочнаки и Шоммер [3]).

3. В согласии с гипотезой быстрых электронов оказались также результаты новейших радионаблюдений звездных вспышек, в частности, в микроволновом диапазоне (Сли и др. [4]).

4. Подтвердилась специальными наблюдениями реальность высоко-частотной или перманентной вспышки у звезд типа Т Тельца, предсказанная гипотезой быстрых электронов (Родоно [5]).

5. Амплитуды очень большого количества вспышек в *UBV*-лучах, зарегистрированные группами Осава (Япония), Кристалди (Италия), Моффетта (США) и др., оказались такими, как это было предсказано в рамках гипотезы быстрых электронов.

6. Один из важнейших показателей вспышек — световые кривые — оказался в согласии с теоретическими световыми кривыми, выведенными на основе этой гипотезы (Моффетт [6]).

7. Предсказанные этой гипотезой колориметрические характеристики вспышек подтвердились многочисленными наблюдениями (Кристалди и Родоно [7]).

8. Гипотеза быстрых электронов предсказала возможность исключительно мощных вспышек с амплитудой до $8 - 9^m$ и больше, и такие вспышки были зарегистрированы в звездных агрегатах Орно и Плеяды (Аро [8]).

9. Зарегистрированы ожидаемые этой гипотезой вспышки с исключительно быстрым подъемом блеска звезды — в течение нескольких секунд (Джерретт и Гибсон [9]).

10. Гипотеза быстрых электронов предсказала явление спада блеска звезды перед вспышкой, что также подтвердилось многочисленными наблюдениями (Бруевич и др. [10], Флеш и Оливер [11]).

Этот перечень можно продолжить. Обращает на себя внимание разнообразие характеристик и свойств, связанных с явлением звездных вспышек, интерпретация которых в рамках этой гипотезы оказалась возможной в пределах известных нам законов физики.

3. Проблема происхождения быстрых электронов

Выше были затронуты вопросы, касающиеся в какой-то мере "гражданского права" гипотезы быстрых электронов. Перейдем теперь к вопросу о том, откуда все-таки берутся быстрые электроны во внешних областях звезды.

Прежде всего необходимо с полной ясностью подчеркнуть решающее значение того факта, что оптическая вспышка сопровождается выделением мощного радионизлучения, свидетельствующего о появлении в момент вспышки релятивистских электронов в огромном количестве. Речь идет именно о релятивистских электронах; поток радионизлучения, выделяемого обычным ионизованным газом во время вспышки, получается на много порядков меньше наблюдаемых величин. Вместе с тем концентрация этих релятивистских электронов должна быть очень велика, поскольку пространство вокруг звезды, где происходит генерация радионизлучения, имеет сравнительно небольшие размеры.

Такое плотное, хотя и короткоживущее облако из релятивистских или быстрых электронов должно быть одновременно мощным генератором электромагнитных колебаний и в других частотах, в том числе и оптических. Именно этот вопрос был основным в настоящей монографии: в ходе его решения была установлена преобладающая роль двух

процессов: неупругие столкновения инфракрасных фотонов с быстрыми электронами (обратный комптон-эффект) и ионизующее тормозное излучение (бремсштралунг) — тормозное излучение быстрых электронов в кулоновском поле элементарных частиц. Большинство оптических вспышек, оказывается, вызвано все-таки обратным комптон-эффектом; лишь очень мощные вспышки могут быть индуцированы ионизующим бремсштралунгом.

Таким образом, к необходимости привлечения быстрых электронов для объяснения природы оптических вспышек звезд нас принуждает прежде всего сам факт радиоизлучения вспыхивающих звезд. Что касается обратного комптон-эффекта как основного механизма для индуцирования оптических вспышек, то это частный вопрос, и мы пришли к нему в процессе анализа условий переноса лучистой энергии во внешних областях звезды.

Несмотря на все это, продолжение поисков новых фактов и закономерностей, способных прояснить роль (может быть, и необходимость!) быстрых электронов в явлении звездных вспышек, следует считать нужным и важным.

Вместе с тем следует провести четкое разделение между двумя категориями проблем, одна из которых ставит себе целью объяснение всего комплекса явлений и фактов, связанных со вспышками звезд, в рамках гипотезы быстрых электронов, а вторая — объяснение происхождения самих быстрых электронов.

Первую проблему мы считаем более важной. Если быть логичными до конца, вторая проблема — проблема происхождения быстрых электронов — может быть поставлена лишь в случае полной уверенности в том, что явление звездной вспышки нельзя объяснить иначе, как привлечением быстрых электронов в качестве первичного источника энергии.

В такой постановке вопроса нет никакого противоречия; астрофизика неоднократно сталкивалась с подобной ситуацией. Примером может служить хотя бы история с толкованием радиогалактик и остатков сверхновых; радиоизлучение, а иногда оптическое и рентгеновское излучение этих и сходных с ними объектов имеет синхротронное происхождение, однако по сути дела мы пока ничего не знаем о генерации или появлении самих релятивистских электронов с энергией порядка 10^{10} — 10^{13} эВ.

У нас нет основания думать, что проблема генерации быстрых электронов в атмосферах вспыхивающих и вообще нестационарных звезд может быть легко решена даже после полной уверенности в том, что именно они — быстрые электроны — являются причиной оптических, радио- и прочих типов вспышек. Здесь же мы ограничимся высказыванием некоторых общих соображений по поводу возможных путей возникновения быстрых электронов во внешних областях звезды.

Мыслимы следующие пути проявления быстрых электронов во внешних областях звезды:

I. Выброс быстрых электронов прямо из недр звезды.

II. Ускорение обычных тепловых электронов в магнитном поле звезды.

III. Самопроизвольный ядерный распад типа β -распада каких-то неустойчивых ядер или ядерных систем, выносимых из недр звезды наружу.

IV. Другие, неизвестные нам явления, имеющие отношение к внутреннему строению звезды и свойствам внутризвездной материи, которые каким-то путем могли бы привести к возникновению быстрых электронов.

Случай I кажется явно нереальным; даже если быстрый электрон будет выброшен непосредственно из подфотосферных слоев, вся его энергия будет израсходована в виде ионизационных потерь на пути прохождения, задолго до его выхода из фотосферы.

Случай II также не может быть принят, прежде всего по энергетическим соображениям (см. последний раздел этой главы).

Случай IV довольно близок идеям В.А. Амбарцумяна с тем существенным уточнением и дополнением, что в нашем случае из внутризвездной материи каким-то образом вначале выделяются быстрые электроны, а затем часть энергии этих электронов переходит в энергию вспышки. Что касается самой идеи, то она так и не получила конкретного воплощения и количественной трактовки и во всяком случае как в пору ее появления (в 1954 г.), так и в дальнейшем возможность возникновения быстрых электронов в ее рамках не предполагалась совершенно.

Случай III нам кажется наиболее разумным.

4. Бета-распад

Какими свойствами обладают быстрые электроны, ответственные за оптические вспышки звезд? На основе полученных в предыдущих главах результатов можно считать установленными по крайней мере следующие свойства у быстрых электронов:

а) электроны появляются быстро, в течение каких-то секунд;

б) величина их энергии порядка 10^6 эВ;

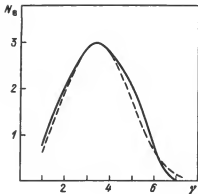
в) распределение количества быстрых электронов по энергии сходно с нормальным (гауссовым) распределением случайных величин.

Подобными свойствами обладают электроны (или позитроны), освобожденные при β -распаде некоторых неустойчивых ядер. Поэтому мы не должны исключать возможности появления быстрых электронов во внешних областях звезды в результате β -распада неустойчивых ядер или ядерных систем, выброшенных и вынесенных в составе внутризвездного вещества наружу.

Найти тип ядра, ответственного за появление β -электронов с указанными выше свойствами, трудно. Мы сейчас не можем ставить перед собой эту проблему. Здесь мы можем ограничиться лишь замечаниями общего характера. Можно, например, существенно сузить область поисков, если взять в качестве одного из основных критериев период полураспада; он должен быть сравним по величине с продолжительностью нарастания самих быстрых вспышек, т.е. должен быть порядка секунд.

Наиболее привлекательным кажется, конечно, распад нейтрона, при котором освобождается β -электрон, протон и антинейтрино. Возможность существования сверхплотного (нейтронного) ядра у звезд могла быть надежным источником быстрых электронов после того, как нейтроны каким-то образом окажутся во внешних областях звезды. Однако нейтрон не может быть источником быстрых электронов; период полураспада для него очень большой — 11,7 мин.

Рис. 18.1. Энергетический спектр электронов β -распада ${}^6\text{He}$: сплошная линия — эксперимент, штриховая линия — кривая, соответствующая гауссову распределению при $\sigma = 2$ (в единицах mc^2). Энергия электрона γ дана в единицах mc^2 , число электронов N_e — в произвольных единицах



Наряду с этим имеются ядра, период полураспада которых порядка секунды и меньше. Например, период полураспада ядра ${}^6\text{He}$ равен 0,813 с, ${}^8\text{Li}$ — 0,89 с, а ${}^{12}\text{B}$ — еще меньше, 0,025 с [12]. Некоторый формальный интерес может представить распад ядер типа ${}^6\text{He}$. Это, однако, не означает, что мы допускаем возможность выброса короткоживущего изотопа ${}^6\text{He}$ прямо из недр звезды. Ядра этого типа могут выделяться или формироваться уже на пути продвижения внутризвездного вещества к поверхности (фотосфере) звезды *). Тем не менее "кандидатуру" ${}^6\text{He}$ здесь желательно рассмотреть с чисто формальной точки зрения в качестве модели гипотетического ядра, считая преждевременной постановку вопроса, что именно гелий является источником быстрых электронов в атмосферах вспыхивающих звезд.

Два обстоятельства обращают на себя внимание, когда речь идет о ${}^6\text{He}$. Первое относится к энергетическому спектру быстрых электронов, возникших при β -распаде ${}^6\text{He}$. Бета-распад ${}^6\text{He}$ изучен экспериментальным путем Ву с сотрудниками [12], которые приводят свои результаты в виде графика Ферми — Кюри. Пользуясь этим, можно построить кривую распределения количества быстрых электронов по энергиям; она приведена на рис. 18.1, где N_e выражено в произвольных единицах, а энергия электронов γ — в единицах mc^2 . Интересно, что максимум этой кривой соответствует значению $\gamma_0 \sim 3,5$ ($\sim 1,7$ МэВ) или $\gamma_0^2 \approx 10$. А ведь при значениях $\gamma^2 \sim 10$, как мы видели, получают свое убедительное объяснение важнейшие свойства вспышек.

Далее, сам закон распределения электронов, возникших при распаде ${}^6\text{He}$, достаточно хорошо представляется гауссовой кривой (штриховая линия на рис. 18.1) при значении дисперсии $\sigma = 2$ (в единицах mc^2). Это

*) Возможно, в результате реакции ${}^4\text{He} + 2p \rightarrow {}^6\text{He} + \dots$, которая совершается не путем прямого столкновения трех частиц, а состоит из последовательных реакций γ -захвата и β -распада, примерно так, как при реакции $4p \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$.

Не следует исключать также следующую возможность: ${}^6\text{He}$ представляет собой осколок более сложной, некоторого рода аморфной ядерной системы (конфигурацию), распад которой, а следовательно, появление самих ядер ${}^6\text{He}$ происходит где-то на пути перемещения внутризвездного вещества к фотосферным слоям звезды.

также соответствует тому, что мы имели раньше в случае гауссова распределения быстрых электронов *).

Второе обстоятельство связано с тем, что одним из продуктов распада ${}^6\text{He}$ является один из изотопов лития — ${}^6\text{Li}$. Между тем известно, что звезды типа Т Тельца, например, и сходные с ними объекты содержат литий в аномально большом количестве (см. следующий параграф).

Здесь возникает новая трудность — проблема ${}^7\text{Li}$, являющегося наиболее распространенным изотопом лития, по крайней мере на Земле и на Солнце, где отношение ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ порядка 0,08 [20]. Сказать что-либо определенное о величине отношения ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ в атмосферах звезд типа Т Тельца очень трудно, поскольку мы ничего не знаем о реакциях, приводящих к образованию ${}^7\text{Li}$ (может быть, в результате ${}^6\text{Li} + p$). Несмотря на эту неопределенность, возможность аномально высокого значения отношения ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ в атмосферах звезд типа Т Тельца не исключена.

В связи с этим небезынтересно отметить, что Хербиг [21] все-таки нашел несколько звезд класса G главной последовательности, у которых отношение ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ в несколько раз больше, чем у Солнца. Возможно, это расхождение вызвано активными процессами типа хромосферных вспышек на Солнце, протекающими более интенсивно в атмосферах этих звезд и имеющими какое-то отношение к β -распаду ядер типа ${}^6\text{He}$.

Распад ${}^6\text{He}$, подчеркиваем, здесь был рассмотрен лишь в качестве формальной иллюстрации. У нас пока нет данных, говорящих в пользу распада именно ${}^6\text{He}$ как основного источника появления быстрых электронов во внешних областях звезды. Мы сейчас не можем указать также тип ядра, ответственного за появление быстрых электронов в результате β -распада. Но трудно сомневаться в том, что именно распад гипотетических ядер или ядерных систем — неустойчивых, недолгоживущих и неизвестной нам конфигурации — является наиболее вероятным источником выделения быстрых электронов.

Несмотря на сделанную выше оговорку, нельзя, по-видимому, полностью исключить роль распада нейтронов; этот вопрос нуждается в дополнительном изучении.

Успехи и достижения в области β -распада, как теории, так и экспериментов, общеизвестны. Физики знают уже 5 — 6 типов β -распада и, несмотря на это, нет гарантии, что в будущем не будут открыты новые типы β -распада. Доказательством может служить хотя бы тот факт, что один из интересных типов β -распада — самопроизвольный β -распад возбужденных ядер — был открыт спустя почти пятьдесят лет после открытия естественной радиоактивности. Более того, ныне физики все чаще и чаще ставят вопрос о пересмотре параметров β -распада радиоактивных ядер при проведении расчетов синтеза тяжелых элементов в n - и p -процессах захвата нейтронов. Согласно последним теоретическим и экспериментальным работам, вид β -распада в значительной степени определяется струк-

*) Следует, однако, оговорить, что кривая истинного распределения электронов пересекает ось абсцисс при некотором значении энергии электронов γ_0 , т.е. количество электронов равно нулю в области $\gamma > \gamma_0$, в то время как гауссова кривая нигде не пересекает эту ось.

турой низкорасположенных возбужденных состояний дочерних ядер. Учет этих уровней приводит, оказывается, к меньшим временам β -распада, что как раз характерно для индуцирующих звездные вспышки быстрых электронов.

Как видим, впадать в уныние от того, что мы в настоящее время не можем указать тип β -распада, а тем более тип неустойчивого самораспадающегося ядра, дающего начально быстрым электронам и, в конечном итоге, оптической, радио-, рентгеновской и другим типам вспышек, нет оснований. Насколько нам известно, проблема β -распада в такой постановке никем не была рассмотрена, даже в качественном плане, и поэтому делать по данному вопросу поспешные выводы будет преждевременно.

Хотя β -распад следует считать наиболее вероятным процессом, поиск других путей или механизмов генерации быстрых электронов во внешних областях звезды нельзя считать бесполезными.

Говоря о β -распаде, мы обошли молчанием еще один важный вопрос, а именно, возможность испускания γ -фотонов в процессе самого распада. Если иметь в виду классический β -распад, то рождение γ -фотона невозможно: несмотря на определенную (гауссову) ширину β -спектра, этот спектр, например в случае ${}^6\text{He}$ все-таки непрерывен, а непрерывность β -спектра, как известно, связана с тем, что в конечном состоянии имеются три частицы — электроны, нейтрино и протоны (ядро). По всей вероятности, γ -фотоны если и появляются во время вспышки звезды, то лишь в результате вторичных процессов — нетеплового тормозного излучения самих быстрых электронов, уже после их рождения. В этом отношении проведение специальных наблюдений над вспыхивающими звездами в диапазоне γ -излучения, а также тщательный анализ данных по общегалактическому фоновому γ -излучению должны представить определенный интерес.

5. О типе бета-распада

В 1973 г. появились первые сообщения [13, 14, 15] о результатах многолетних наблюдений γ -всплесков космического происхождения. Это открытие было сделано с помощью специальных γ -детекторов, установленных на спутниках "Vela", "IMP-6" и "OSO-7", первые два из которых удалялись от Земли до расстояний свыше 100 000 км.

Самая важная особенность этих наблюдений заключалась в том, что они велись в области очень мягких γ -фотонов, с энергией в интервале 0,1 — 1,5 МэВ, по крайней мере на два-три порядка ниже обычных для гамма-астрономии значений. Второй не менее важной их особенностью являлась кратковременность излучения — от долей секунды (!) до ~ 1 мин. Наконец, интегральные потоки оказались порядка 10^{-4} — 10^{-5} эрг \cdot см $^{-2}$ или, если усреднить по продолжительности всплеска, в пределах потока $2 \cdot 10^{-5}$ — $6 \cdot 10^{-6}$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$. Было зарегистрировано — в течение трех лет — около двух десятков таких вспышек. Их положения на небе были определены весьма приблизительно — с точностью около 5° . Сколько-нибудь уверенных отождествлений с оптическими и иными источниками не было.

Открытие γ -всплесков вскоре обратило на себя внимание, а уверенность в установленном факте, возможно, стала причиной появления за короткое

время различных гипотез и интерпретаций, касающихся как самой природы γ -всплесков, так и их первоисточников [16–19]. В числе возможных генераторов γ -всплесков указываются сверхновые, пульсары, коллапсирующие белые карлики, пекулярные галактики и пр. В одном случае [15] рассматривается возможность их отождествления со вспыхивающими звездами, причем именно с позиции концепции быстрых электронов.

Действительно, перечисленные выше особенности γ -всплесков — очень мощная энергия γ -фотона — порядка 1 МэВ, кратковременность освобождения энергии — порядка секунды, и величина интегральной энергии — порядка 10^{36} эрг при расстоянии источника от нас 10 пс, удивительным образом совпадающая с суммарной энергией быстрых электронов, появляющихся во время одной вспышки звезды, — как будто не противоречат тому, что эти γ -всплески могут быть порождены вспыхивающими звездами. Однако у нас есть основание усомниться в этом. Более того, отвергая связь по крайней мере до сих пор зарегистрированных γ -всплесков со вспыхивающими звездами, мы получили интересную возможность понять кое-какие свойства некоего β -распада у этих звезд. Прежде всего мы должны исходить из следующих фактов:

а. Детекторы γ -излучения, установленные на упомянутых спутниках, были ненаправленными и практически изотропными. Это значит, что ими были зарегистрированы все без исключения γ -всплески, независимо от их направления, если плотность потока дошедшего до наблюдателя излучения была выше $3 \cdot 10^{-6}$ эрг \cdot см $^{-2}$ (интегральная по световой кривой вспышки).

б. Гамма-детекторы не упустят и непременно смогут зарегистрировать каждую γ -вспышку, исходящую от обычной вспыхивающей звезды, если ее интенсивность окажется больше указанной величины.

Попытаемся оценить порядок величины суммарного количества излучения E_γ , освобожденного во время одной вспышки обычной вспыхивающей звездой. Согласно концепции быстрых электронов, E_γ должно быть порядка суммарной энергии самих быстрых электронов E_e . Полное количество быстрых электронов N_e , появляющихся во время вспышки "мощностью" τ (эффективная оптическая толщина среды для процессов томсоновского рассеяния), равно $N_e = 4\pi R^2 \tau / \sigma$. Поэтому $E_e = N_e \mathcal{E}$, где \mathcal{E} — энергия одного быстрого электрона.

Поскольку $E_\gamma \approx E_e$, то

$$E_\gamma = 4\pi R^2 \frac{\tau}{\sigma} \mathcal{E}, \quad (18.1)$$

где R — радиус звезды. Для плотности потока γ -излучения, интегрированного по всей продолжительности вспышки, будем иметь

$$E_\gamma = \left(\frac{R}{r} \right)^2 \frac{\tau}{\sigma} \mathcal{E}, \quad (18.2)$$

где r — расстояние звезды. Применим дальнейшие выкладки в отношении некоей условной вспыхивающей звезды $R = 0,1 R_\odot$ и $r = 10$ пс. Тогда из (18.2) будем иметь $E_\gamma \approx 0,01 \tau$ эрг \cdot см $^{-2}$. Полагая, что зарегистрированные

γ -всплески с плотностью потока $10^{-4} - 10^{-5}$ эрг \cdot см $^{-2}$ [13–15] относятся к этой условной звезде, найдем отсюда

$$\tau \sim 0,01 - 0,001. \quad (18.3)$$

Таким значениям τ соответствуют амплитуды вспышек $\Delta U = 3,5 - 6^m$ в случае звезд с $T_{3\phi} = 2500$ К и $\Delta U = 2-4^m$ с $T_{3\phi} = 2800$ К. Частота же вспышек с такими амплитудами разная у разных звезд (см. гл. 1): более 100 вспышек в год в случае UV Cet, около 100 вспышек в год у YZ CMi и свыше 30 вспышек в год у AD Leo.

Таким образом, если вспышка обычных вспыхивающих звезд действительно вызвана быстрыми электронами и сопровождается испусканием γ -фотонов распада, то мы должны были бы регистрировать γ -всплески каждый раз, когда у этих звезд появляются оптические вспышки с указанными выше амплитудами, т.е. несколько десятков или даже сотен вспышек от одной звезды, что, очевидно, не могло бы остаться незамеченным.

Вывод ясен: появление быстрых электронов у обычных вспыхивающих звезд не сопровождается освобождением γ -фотонов распада. Вместе с тем у нас нет пока оснований отказываться от гипотезы быстрых электронов как наиболее вероятного механизма возбуждения оптических, радио- и рентгеновских вспышек у холодных карликовых звезд. Скорее всего наоборот, все чаще появляются наблюдения, результаты которых говорят в пользу этой гипотезы. Поэтому отрицательный результат с регистрацией γ -всплесков от обычных вспыхивающих звезд мы должны понять как свидетельство того, что быстрые электроны действительно появляются в результате β -распада, поскольку только классический β -распад любого неустойчивого ядра приводит к возникновению β -электронов без испускания γ -фотонов.

Выше, в разделе 8 главы 16, исходя из факта заметного нагрева фотосферы звезды во время ее вспышки, был сделан вывод о том, что появление быстрых электронов и самой вспышки почему-то не сопровождается выделением γ -фотонов. Теперь мы получаем, по сути дела, наблюдательное подтверждение этого вывода.

Что касается вторичного γ -излучения, которое может появиться в момент вспышки в результате процессов тормозного характера, то оно в нашем случае отождествляется с мягким и жестким рентгеновским излучением: спектр этого излучения начинается с энергии фотона примерно 0,5 МэВ и имеет максимум приблизительно на 0,2 МэВ.

Вывод о том, что зарегистрированные γ -всплески космического происхождения не имеют отношения к обычным вспыхивающим звездам, был сделан здесь на основе анализа статистики двух типов вспышек — оптических и гамма, и этот фактор приобретает в данном случае решающее значение. Остальные факторы — несовпадение координат (хотя и весьма грубо определенных) γ -источников с положениями известных вспыхивающих звезд, отсутствие повторных γ -всплесков у одного и того же источника за несколько лет наблюдений и т.д. являются менее существенными, хотя и говорят в пользу сделанного выше вывода.

6. Аномальное содержание лития в атмосферах звезд типа Т Тельца

Резонансный дублет нейтрального лития 6708 LiI значительной интенсивности впервые был обнаружен Хангером [22] в спектрах двух звезд типа Т Тельца — Т Тау и RY Тау. В дальнейшем Бонсак и Гринштейн [23], подтверждая наблюдения Хангера, установили наличие этой линии поглощения, причем очень интенсивной, еще у трех звезд этого типа: SU Aug, GW Ori и RW Aug. Количество лития в фотосферах этих звезд оказалось в 50—400 раз больше его содержания на Солнце. Уже известно не менее двух десятков звезд типа Т Тельца, у которых отношение лития к металлам на два порядка превышает это отношение для Солнца. Вместе с тем нет наблюдательных доказательств присутствия лития в обычных звездах поздних классов (позднее K0 [24]).

Литий принадлежит к числу элементов, которые не могут существовать в недрах звезд; при температурах выше $3 \cdot 10^6$ К литий быстро исчезает, соединяясь с водородом и образуя гелий. Поэтому наличие лития в атмосферах звезд обычно рассматривается как доказательство принципиальной возможности образования некоторых элементов непосредственно в атмосферах звезд в результате каких-то ядерных процессов. Если так, то обилие лития в атмосферах звезд типа Т Тельца следует считать свидетельством исключительной активности в них ядерных процессов.

Однако можно показать, что реальное количество атомов лития в атмосферах звезд типа Т Тельца должно быть гораздо больше, чем это следует непосредственно из наблюдений. Линия поглощения 6708 LiI принадлежит нейтральному литию и возникает при переходе из основного состояния на ближайший уровень. Но в атмосферах permanently вспыскивающих звезд литий в основном должен находиться в однократно ионизованном состоянии, так как интенсивность нетеплового излучения за границей частоты ионизации лития (короче 2300 Å) при вспышке звезды значительно превышает уровень, даваемый планковским распределением.

В связи с этим представляет интерес определение реального содержания лития в атмосферах звезд типа Т Тельца по сравнению с Солнцем [25].

Исходным является условие ионизационного равновесия для лития:

$$n_1 \int_{\nu_*}^{\infty} \kappa_{1\nu} \frac{H_\nu(\tau, \gamma, T)}{h\nu} d\nu = n^+ n_e D(T_e), \quad (18.4)$$

где n_1 и n^+ — концентрация нейтральных и однажды ионизованных атомов лития; n_e — концентрация тепловых электронов; ν_* — частота ионизации лития; $\kappa_{1\nu}$ — коэффициент непрерывного поглощения из основного состояния нейтрального лития; $H_\nu(\tau, \gamma, T)$ — интенсивность ионизирующего литий излучения комптоновского происхождения; $D(T_e)$ — коэффициент рекомбинации. Далее учитывается, что литий находится в верхних слоях фотосферы звезды, а ионизирующее излучение падает извне — со стороны среды из быстрых электронов.

Содержание лития в атмосферах звезд типа Т Тельца обычно представляется по отношению к содержанию нейтрального натрия, иногда нейтрального кальция, бария, железа — элементов, потенциалы ионизации которых близки к потенциалу ионизации лития. Поэтому сперва необходимо убе-

даться в том, не изменится ли ионизация одного из элементов при переходе от невозбужденной звезды (например Солнца) к возбужденной (звездам типа Т Тельца).

Как показывают вычисления, отношение степени ионизации Li к степени ионизации, например, Na почти не меняется при переходе от Солнца к звездам типа Т Тельца. Поэтому любые отклонения в степени ионизации лития у звезд типа Т Тельца по отношению к натрию мы уже можем приписать изменению реального содержания одного из них, в данном случае — лития.

Соотношение типа (18.4) можно написать и для Солнца, обозначая соответствующие величины через N_1 , N^+ и N_e . Коэффициент рекомбинации $D(T_e)$ обычно не очень чувствителен к электронной температуре, и поэтому различием в электронных температурах между фотосферой звезды и фотосферой Солнца можно пренебречь. Тогда, вводя для краткости обозначения $z_* = n^+/n_1$ и $z_\odot = N^+/N_1$, можем получить из (18.4) для отношения степени ионизации лития в фотосферах звезды типа Т Тельца и Солнца

$$\frac{z_*}{z_\odot} = W \frac{N_e}{n_e} \frac{F_2(\tau)}{\gamma^4} \frac{\int_a^\infty \kappa_{1x} x^2 (e^x - 1)^{-1} dx}{\int_b^\infty \kappa_{1x} x^2 (e^x - 1)^{-1} dx}, \quad (18.5)$$

где значение функции $H_\nu(\tau, \gamma, T)$ берется из (4.31), $a = h\nu_*/kT_*$, $b = h\nu_\odot/kT_\odot$, а значение $\kappa_{1\nu}$ берется из [26].

Приняв $T_* = 3600$ К для звезды типа Т Тельца и $T_\odot = 5500$ К для Солнца и произведя замену $F_2(\tau) \approx \tau/2$ и проинтегрировав, найдем (при $\gamma^2 = 10$)

$$\frac{z_*}{z_\odot} \approx 10^4 W \frac{N_e}{n_e} \tau. \quad (18.6)$$

Наибольшую неопределенность представляет электронная концентрация n_e в атмосферах звезд типа Т Тельца. Хотя при вспышке n_e несколько возрастает, но по порядку величины она не может быть больше полной концентрации атомов водорода в фотосфере звезды. Приняв поэтому $N_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (Солнце) и $n_e < N_e$, будем иметь при $W = 0,1$ и $\tau = 0,01$

$$\frac{z_*}{z_\odot} > 10. \quad (18.7)$$

Активность звезд типа Т Тельца характеризуется величиной $\tau \sim 0,01$. Отсюда можем заключить, что степень ионизации лития в атмосферах звезд типа Т Тельца должна быть по крайней мере на порядок больше степени ионизации лития в фотосфере Солнца. Но, как было указано выше, нейтрального лития в звездах типа Т Тельца в 100 раз больше, чем на Солнце. Отсюда следует, что полное количество атомов лития в атмосферах звезд типа Т Тельца должно быть в 1000 раз больше, чем на Солнце.

Последний вывод, как бы осторожно он ни был сделан, еще раз характеризует всю необычность и вместе с тем исключительную мощность процессов, протекающих в атмосферах звезд типа Т Тельца и сходных с ними объектов.

Необходимость проделанного выше анализа следует, в частности, из того, что все линии однократно ионизованного лития находятся в области мягкого рентгена ($\sim 180 \text{ \AA}$) и поэтому в принципе ионизованный литий не может быть обнаружен в звездных спектрах.

Сделанное заключение о высоком содержании лития в атмосферах звезд типа Т Тельца может приобрести особый интерес в связи с фактом аномально высокого содержания легких элементов, в том числе и лития, в составе космических лучей. Отношение Li/H , например, для Солнца порядка 10^{-11} [22], в то время как для космических лучей оно порядка 10^{-3} . Обычно считается, что литий является фрагментом расщепления тяжелых ядер, происходящего в межзвездной среде при их встрече с протонами. Это предположение, однако, требует наличия весьма значительного количества тяжелых ядер в источнике космических лучей, на один-два порядка превышающего их естественную распространенность (подробности см. в [27]).

Имеет ли аномальное содержание лития в космических лучах отношение к аномальному содержанию лития в атмосферах звезд типа Т Тельца? Являются ли эти звезды и подобные им объекты поставщиками космического лития? Трудно сказать. Хотя бы потому, что совершенно не ясна возможность ускорения атомов лития в условиях межзвездной среды после того, как они покинут звезду. Но оставить этот интересный факт без внимания, по-видимому, нельзя.

Определенный свет на все эти вопросы может пролить анализ изотопного состава лития в космических лучах. При справедливости предположения о наличии связи между литием в космических лучах и литием в атмосферах звезд типа Т Тельца число ядер ${}^6\text{Li}$ в составе космических лучей должно быть больше числа ядер ${}^7\text{Li}$, т.е. должно иметь место соотношение, обратное наблюдаемому в обычных условиях на Солнце и на звездах. Результаты уже первых экспериментов такого рода как будто не противоречат этому: в одном из экспериментов [28] по регистрации космических частиц с помощью фотоэмульсии (в интервале энергии 180–400 МэВ) были зафиксированы два трека, один из которых оказался принадлежащим ${}^6\text{Li}$, а второй — ${}^7\text{Li}$, что дает ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 1$. Напомним, что для Солнца и Земли ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 0,08$.

Особо примечателен эксперимент, проведенный с помощью искусственных спутников Земли "IMP-7" и "IMP-8" [29]. На этих спутниках, выведенных очень далеко от Земли (120 000 км), были установлены телескопы космических лучей с целью нахождения их изотопного состава. Измерения были проведены в интервале энергий 32–159 МэВ на один нуклон. За суммарное время наблюдений, равное 7150 часам (с января по декабрь 1974 г.), было зарегистрировано 77 частиц ${}^6\text{Li}$ и 63 частицы ${}^7\text{Li}$, что дает ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 1,07$ — в полном согласии с ожидаемой величиной в рамках изложенных выше рассуждений. Интересно отметить, что распределение по направлениям зарегистрированных ядер изотопов лития оказалось изотропным — явный признак их межзвездного происхождения (смодулированный лишь влиянием солнечного "ветра" и межпланетным магнитным полем). Поэтому у нас есть основание считать, что найденная величина 1,07 для отношения ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ относится именно к первичному составу космических лучей.

Выше неоднократно подчеркивалось, что β -распад ядер ${}^6\text{He}$ как источник появления быстрых электронов в наружных областях звезды рассматривается нами лишь как модель. Вместе с тем этот формализм позволил нам выявить ряд интересных свойств гипотетического ядра. В частности, одним из продуктов распада этого ядра должен быть ${}^6\text{Li}$, а не ${}^7\text{Li}$. Создается впечатление, что искомое ядро по своим свойствам немногим отличается от ${}^6\text{He}$. По-видимому, вопрос о том, к каким макроскопическим эффектам в астрофизике приведет ${}^6\text{He}$, может стать предметом интересных поисков для теоретиков.

А как обстоит дело с литием у самих вспыхивающих звезд? Ново-рожденный литий во внешних областях звезды будет тут же ионизован и, следовательно, подвержен воздействию магнитного поля. Окончательная судьба лития — упасть на фотосферу звезды или покинуть ее навсегда — зависит в конечном итоге от преобладающей конфигурации общего магнитного поля звезды. В случае звезд типа Т Тельца эта конфигурация, видимо, такова, что значительная часть лития все-таки добирается до фотосферы. А как у вспыхивающих звезд? Специальные наблюдения группы из семи холодных карликовых звезд поздних классов, поставленные Реза и др. [41], не дают однозначного ответа на этот счет. Так, в этой группе оказались три вспыхивающие звезды — CC Eri, Gl 182 и AU Mic — и только в одном случае — Gl 182 — относительное содержание лития оказалось аномально высоким и сравнимым с его содержанием в межзвездной среде, в остальных двух случаях оно было меньше либо порядка солнечного содержания. Нужно ли отсюда делать вывод об отсутствии однородности в общей структуре магнитных полей среди всех представителей вспыхивающих звезд? Ввиду ограниченности наших данных это утверждать трудно.

7. Роль магнитных полей

Существует мнение, согласно которому магнитные поля звезд могут быть причиной возбуждения или генерации вспышек. Есть даже прямые ссылки на то, что энергия излучения связана с аннигиляцией магнитных полей. По-видимому, версия магнитных полей как источника энергии звездных вспышек возникла главным образом потому, что... не было другой гипотезы, как образно признается Паркер, один из авторов этой версии [30].

Здесь мы не намерены заниматься критикой "магнитной" гипотезы звездных вспышек. Мы лишь остановимся на некоторых моментах, которые, по нашему мнению, не подтверждают предположения, что энергия вспышек берется за счет магнитных полей.

Магнитные поля и солнечные вспышки. Прежде всего, физические процессы, приводящие к возбуждению солнечных вспышек, пока непонятны [31], поэтому допущение о сходстве звездных и солнечных вспышек не может решить основной проблемы механизма вспышек у звезд. Факты, относящиеся к связи солнечных вспышек с магнитными полями пятен, часто довольно противоречивы. Так например, хотя очевидно существование зависимости между частотой появления хромосферных вспышек и средним числом солнечных пятен, магнитные поля солнечных пятен и их полярности, по-видимому, не имеют тесной связи с формой хромосфер-

ных вспышек [32]. Отмечается независимость появления хромосферных вспышек от максимального значения напряженности поля; более важны изменения магнитного потока и магнитной полярности [33]. Более того, имеются случаи, когда довольно мощные рентгеновские вспышки Солнца не сопровождались хромосферной вспышкой соответствующей силы или наличием группы пятен с достаточно большой площадью [34, 35]. Маловероятно, чтобы обычные хромосферные вспышки и рентгеновские вспышки на Солнце были вызваны разными механизмами; скорее всего оба типа вспышек составляют продолжение одна другой и имеют одинаковое происхождение. Однако, благодаря контрастности, рентгеновская вспышка легко может быть выделена на фоне сравнительно слабого рентгеновского излучения солнечного диска.

Выделение довольно большой энергии во время солнечных вспышек происходит в очень малой области хромосферы и не сопровождается неизбежным, казалось бы, искажением магнитного поля в нижней хромосфере. Освобождение самой энергии происходит очень концентрированно, поскольку вспышка очень часто сопровождается выбросом заряженных частиц высокой энергии (космических лучей) и газового вещества со скоростью порядка $1000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Далее, сопоставление карт распределения магнитных полей с наблюдаемыми положениями вспышек на Солнце не всегда выявляет совпадение положений вспышки с максимумом магнитного поля, т.е. с областями выделения энергии. Чаще наблюдается ситуация, когда выделение энергии происходит в одной точке, из которой распространяется и развивается вспышка.

Весьма противоречивы также данные о роли так называемых нейтральных точек или нейтральных линий — областей пересечения магнитных силовых линий — в возбуждении вспышек. По одним данным вспышки появляются именно в нейтральных точках или линиях [35], а по другим они могут появляться и на некотором расстоянии от нейтральной линии [36]. Существует мнение, что вспышки могут возникнуть в ином, по крайней мере внешнем, не выделяющемся областях поверхности Солнца.

Другое направление "магнитной" концепции возникновения солнечных вспышек основано на допущении возможности разрыва и перезамыкания магнитных силовых линий между отдельными солнечными пятнами в данной группе пятен [37]. Согласно теории этого явления поле внезапно может исчезнуть из-за разрыва и перезамыкания силовых линий, причем исчезновение самого поля должно сопровождаться появлением вспышки. Не говоря уж о том, что последствия этого механизма не имеют ничего общего со вспышкой, само явление перезамыкания или уничтожения магнитных силовых линий никогда не наблюдалось [36].

В качестве возможного механизма генерации солнечных вспышек привлекался пинч-эффект [35]. Однако крайняя неустойчивость пинч-эффекта и трудность создания в условиях солнечной плазмы больших токов за очень короткое время сильно уменьшают его значение в проблеме вспышек вообще.

При таких условиях, может быть, будет правильнее поставить задачу иначе, а именно: рассмотреть солнечные вспышки как разновидность звездных вспышек (!). Этот подход может показаться даже странным,

ио не следует забывать, что для изучения хромосферных вспышек мы имеем только один объект — Солнце, т.е. звезду класса G2. Между тем для комплексного изучения явления вспышки как таковой мы располагаем довольно широкими возможностями как с точки зрения разнообразия типов изучаемых звезд, так и масштабов явления.

Для удобства можно присвоить название "солнечная" указанной разновидности звездных вспышек. И хотя у нас пока нет единого мнения о природе солнечных вспышек и о механизме их генерации, сами солнечные вспышки существуют — это является наблюдательным фактом. Существуют и "звездные" вспышки. Оба типа вспышек — "солнечные" и "звездные" — присущи всем звездам. Весь вопрос заключается в том, в каких соотношениях выступают обе эти категории вспышек на разных этапах эволюции звезды. Впрочем, к этому вопросу мы вернемся в следующей главе.

Связь хромосферных вспышек Солнца с магнитными полями является наблюдательным фактом. Однако из этого еще не следует, что хромосферные вспышки возникают в результате аннигиляции магнитных полей. Вопрос может быть поставлен иначе: появление агента, например, быстрых электронов над фотосферой может сопровождаться возникновением магнитных полей. Здесь выделено слово "может", так как появление группы долгоживущих магнитных пятен, иногда с очень сильными магнитными полями, все-таки не сопровождается возбуждением хромосферных вспышек, уже не говоря о том, что продолжительность вспышек не находится ни в каком сравнении с продолжительностью жизни самих пятен, т.е. магнитных полей.

Звезды с сильными магнитными полями. Каталог магнитных звезд Бэбкока [39] содержит около 90 объектов с очень сильными — порядка нескольких тысяч эрстед — магнитными полями и около 70 объектов с возможными магнитными полями; все эти звезды ярче 9^м. Однако ни одна из них не является вспыхивающей.

По-видимому, следует попытаться выяснить не то, каким образом магнитное поле аннигилирует в энергию вспышки, а скорее всего то, почему столь грандиозные магнитные поля у звезд ранних классов не сопровождаются выделением столь же грандиозного количества энергии в виде электромагнитных колебаний.

Звездные пятна и вспышки. По-видимому, следует считать установленным [38] существование звездных пятен по крайней мере у двух вспыхивающих звезд — ВУ Дга и СС Еgi, обе класса K7e и обе — двойные системы. В условиях вне вспышечной активности у этих звезд были обнаружены циклические по времени и синусоидальные по форме колебания блеска, характер которых можно объяснить, допустив возможность существования холодного пятна на поверхности звезды, вращающейся вокруг своей оси. Поражает при этом размер пятен: они занимают до 20% поверхности одной полушеры звезды. Эффективная температура пятен оценивается приблизительно в 2000 К при эффективной температуре самой фотосферы 3750 К.

Все это так. Но дальше начинается цепь предположений, допущений, оценок и пр., ни одно из звеньев которой не подкрепляется наблюдениями [38, 40]. Цель же этого каскада предположений сводится к тому, чтобы "заставить" пятна стать генераторами оптических вспышек. При этом

привлекается и магнитный коллапс, каким-то образом нагнетающий энергию в очень ограниченный объем пространства, и исключительно высокая эффективность преобразования магнитной энергии в лучистую — 10% (!), и невероятно малая толщина слоя, куда "нагнетается" энергия (~ 10 км). В результате величина напряженности магнитного поля оказывается порядка 10 000 Э.

Да, существование звездных пятен подтверждается наблюдениями, наличие же сильных магнитных полей у вспыхивающих звезд, как мы видели в гл. 9, наблюдениями не подтверждается. Поэтому приписывать этим пятнам воображаемые свойства, а тем более делать отсюда далеко идущие выводы о природе звездной вспышки по крайней мере преждевременно.

Проблема аннигиляции магнитных полей. Совершенно неясен сам механизм превращения магнитной энергии в энергию излучения. Считается, что магнитная энергия вначале превращается в джоулеву теплоту (джоулева диссипация). В связи с этим рассматриваются также амбиполярная диффузия и различные формы механизма Свита [33]. В последнем случае необходимо, чтобы магнитные поля были только антипараллельными, а среда была бы в высшей степени сжимаемой — условия, вообще говоря, трудновыполнимые. Между тем механизм Свита считается наиболее эффективным, по крайней мере теоретически.

Но коль скоро магнитная энергия превращается вначале в энергию тепла, то само излучение в конечном счете должно иметь тепловое происхождение, т.е. должно представляться законом Планка, соответствующим другой, пусть даже более высокой температуре излучающей среды, в данном случае фотосферы (поскольку аннигиляция магнитного поля происходит в самой фотосфере). Ни то, ни другое не подтверждается: распределение энергии в спектре вспышки никак не представляется законом Планка, а повышение температуры фотосферы обычно незначительное.

Одним из недостатков магнитной гипотезы нужно считать, следуя Паркеру [30], малую скорость самого процесса предполагаемой аннигиляции магнитного поля, никак не совместимую с наблюдаемыми высокими темпами нарастания и развития солнечных вспышек.

С перечисленными соображениями (этот ряд может быть продолжен) трудно не считаться. Во всяком случае, нельзя утверждать, что имеющиеся в настоящее время данные говорят в пользу "магнитной" концепции происхождения вспышек у звезд.

Магнитные поля и быстрые электроны. Однако звезды и Солнце обладают магнитными полями — локальными, а также общими, почти дипольными. Хотя эти поля и не являются непосредственными источниками энергии для возбуждения вспышек, они могут оказать определенное влияние на развитие самих вспышек уже после их появления. В случае, когда вспышка вызвана быстрыми электронами, это влияние может проявляться, в частности, в следующих формах:

а) магнитные поля могут контролировать движение быстрых электронов и их перемещение (дрейф) во внешних областях звезды. В результате возникшие локально в той или иной части атмосферы звезды быстрые электроны практически мгновенно будут окутывать всю звезду;

б) в благоприятных случаях часть электронов может приобрести дополнительную энергию за счет ускорения в локальных магнитных полях звезды (Солнца). В результате их энергия может подняться от значений 10^6 эВ до $10^7 - 10^8$ эВ, а возможно, и больше. При этом заметно расширяется энергетический спектр электронов и, следовательно, спектр излучения электромагнитных колебаний (комптоновского или синхротронного происхождения, в оптическом, рентгеновском или радиодиапазонах и т.д.). Возможно, этим следует объяснить тот факт, что жесткость генерируемого во время вспышек Солнца рентгеновского излучения не одинакова и может изменяться от вспышки к вспышке.

Есть другая альтернатива, а именно: быстрые электроны возникают в результате ускорения обычных *тепловых* электронов в магнитном поле звезды или в магнитных полях пятен, а сама оптическая вспышка возбуждается при взаимодействии этих быстрых электронов с фотонами, испускаемыми звездой (обратный комптон-эффект). В этом случае разрешаются сразу две трудности: становится ясным (в современном и более привычном понимании) происхождение быстрых электронов, и указывается "нетепловой" путь аннигиляции магнитной энергии, взамен "теплого" пути, когда магнитная энергия превращается в джоулево тепло. Такой способ происхождения быстрых электронов привлекателен и в том отношении, что в этом случае магнитные поля как бы вовлекаются в более активную "деятельность".

Однако "магнитное" происхождение быстрых электронов не может быть эффективным средством прежде всего потому, что очень низок при этом "коэффициент полезного действия" превращения магнитной энергии в энергию электромагнитного излучения. Ведь электрон отнимает у магнитного поля всю необходимую энергию ($\sim 10^6$ эВ), но освобождает в форме вспышки, в результате обратного комптон-эффекта или нетеплового бремсстралунга очень незначительную часть — порядка 10^{-5} преобразованной энергии. Иначе говоря, таким путем всего 10^{-5} суммарной энергии магнитного поля звезды (или пятен) может быть превращено в энергию излучения вспышек. Как показывают вычисления, в этом случае для возбуждения одной нормальной вспышки, которая наблюдается довольно часто, необходимо, чтобы напряженность магнитного поля была порядка 10^5 эрстед по всей поверхности звезды (!) и в слое толщиной 1000 км.

Несмотря на качественный характер изложенных соображений, они тем не менее настораживают нас относительно возможной переоценки значения магнитных полей в астрофизике вообще. Не отрицая существенной роли магнитных полей в вопросах динамики и структуры известной категории небесных тел, следует вместе с тем проявить осторожность во всех тех случаях, когда магнитные поля рассматриваются в качестве потенциальных источников выделения коротковолнового и оптического излучения огромной мощности.

КОСМОГОНИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

1. Вспышки звезд и вспышки Солнца

Достойна удивления легкость, с какой делаются порой попытки отождествления звездных вспышек со вспышками Солнца. Попытки без достаточного на то основания. Еще хуже, когда свойства солнечных вспышек берутся в качестве показателя, чуть ли не эталона, при оценке правильности или правдоподобности той или иной теории звездных вспышек.

Отождествление звездных вспышек со вспышками Солнца следует считать несостоятельным прежде всего исходя из космогонических соображений. Вспыхивают не все звезды, даже того же спектрального класса М. Вспыхивают только новорожденные, молодые, еще не сформировавшиеся звезды. С возрастом звезды вспышечная активность падает, а в "пожилом" возрасте это свойство может приобрести реликтовый характер, к тому же в редких случаях. Солнце не принадлежит к числу таких исключительных случаев. Даже во время мощнейших вспышек Солнца полная энергия вспышки едва составляет 1% от нормального излучения Солнца. Следовательно, период вспышечной активности звездного типа как необходимость на пути становления и формирования звезды является для Солнца давно пройденным этапом. На место процессов, приводящих к мощным и исключительно частым "звездным" вспышкам приходят процессы, способные провоцировать вспышки гораздо менее мощные и менее частые, которые можно условиться называть "солнечными".

Изложенные соображения носят в какой-то мере общий характер. Можно, однако, привести более убедительные доводы в пользу точки зрения, согласно которой звездные вспышки, с одной стороны, и солнечные вспышки, с другой, порождаются процессами, принципиально отличными друг от друга. Мы имеем в виду тот важный вывод, который был сделан в § 22 главы 6, а именно: абсолютное количество энергии, $E_f(U)$, освобождаемой звездой в среднем во время одной вспышки, находится в однозначной зависимости от ее абсолютной светимости M_V . Эта зависимость между $E_f(U)$ и M_V представлена в графической форме на рис. 6.29 и эмпирической формулой (6.26), из которых следует, что чем выше абсолютная светимость звезды, тем больше энергия, освобождаемая во время вспышки. Крайней точкой, замыкающей эмпирическую зависимость между $E_f(U)$ и M_V со стороны больших светимостей, является звезда $\Upsilon\Upsilon$ Gem, для которой $M_V = 8^m, 26$. Теперь, если экстраполировать эту зависимость до Солнца — до значения $M_V = 4^m, 83$, — то можно найти ожидаемую величину энергии, освобождаемой Солнцем в среднем во время одной вспышки; она получается равной $2,5 \cdot 10^{33}$ эрг (в U -лучах). Это на несколько порядков больше, чем энергия, регистрируемая во время самых сильных солнечных вспышек.

Можно возразить, однако, что мы не вправе делать такую экстраполяцию без достаточных на то оснований и чуть ли не на четыре звездные величины, до области звезд типа Солнца.

Более убедительное доказательство того, что вспышки типа звездной и типа солнечной отличаются друг от друга существенно и что им присущи совершенно разные энергетические масштабы, представляет рис.6.29, построенный, однако, для вспыхивающих звезд Ориона и Плеяд. Здесь граница эмпирической зависимости $E_f(U) \sim M_V$ слева, со стороны больших значений абсолютной светимости, простирается до значений $M_V \sim 5^m$, т. е. до светимостей звезд класса G или Солнца. Для таких звезд, оказывается, $E_f(U) \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг — опять-таки в 1000 раз больше, чем мы имеем при самых мощных вспышках Солнца. Отсюда следует, что формулу (6.26) нельзя экстраполировать до Солнца и что оптимальность этой формулы обрывается где-то на пути от звезд класса M0 (YY Gem) до класса G2 (Солнце). Начиная с этого места, механизм вспышек "звездного" типа теряет свою преобладающую роль и происходит переключение на механизм вспышек "солнечного" типа. Судя по столь сильному расхождению с тем, что дает формула (6.26) для Солнца, можно заключить, что оба эти механизма индуцирования вспышек — "звездного" и "солнечного" типов — радикально отличаются друг от друга.

Разумеется, отличие звездных вспышек от солнечных не ограничивается только этим, хотя и очень убедительным фактом. В разных главах настоящей монографии было приведено немало других аргументов в подтверждение этой точки зрения.

Действует ли у вспыхивающих звезд одновременно механизм вспышек типа солнечных? По-видимому, да, хотя доказать это трудно. Но практического значения он не будет иметь, так как его вклад в энергетическом отношении будет по крайней мере на два-три порядка меньше, чем дает "звездный" механизм вспышки. В действительности, вероятно, никакого переключения механизмов вспышки — от "звездного" к "солнечному" — не происходит; просто вначале ослабляется, а потом совсем исчезает механизм типа "звездной" вспышки и остается механизм типа "солнечной".

Резюмируя, можно сказать, что допущение, быть может, привлекательное и кажущееся чуть ли не тривиальным, о том, что причины вспышек могут быть общими для всех звезд и Солнца и что в случае звезд признаки вспышечной активности, подобной солнечной, выступают лишь в более грандиозных масштабах, неверно в корне. Солнечные вспышки отличаются от звездных не менее, чем эти последние отличаются от вспышек новых как в качественном, так и в количественном отношении.

2. Хромосферная активность. Конвекция

Согласно развитой Хаяши и др. [1] теории гравитационной конденсации, в частности, вытекающей из нее теории конвективной структуры звезды, каждая звезда, находящаяся в состоянии гравитационного сжатия, может в определенные периоды своей эволюции оказываться, причем довольно долгое время, в состоянии полного перемешивания (конвекции). Хаяши рассчитал треки перемещения звезды с верхней правой части диаграммы спектр — светимость, где они оказываются сразу после рождения, к главной

последовательности. Звезды с различными начальными массами, от $0,05 M_{\odot}$ до $4 M_{\odot}$ и больше, проделывают этот путь по-разному и с разной продолжительностью. Например, звезды с характеристиками вспыхивающих находятся где-то на середине этих трюков, т.е. в области, соответствующей полностью конвективному состоянию звезды. Была сделана попытка [2] путем сочетания теории Хаяши с тем, что дает теория так называемых "радиативных" звезд, установить границу вспыхивающих звезд — она оказалась соответствующей спектральному классу K1, правее которого (в сторону более поздних спектральных классов) находится область вспыхивающих звезд.

Здесь мы не намерены останавливаться на подробностях теории Хаяши. В данном случае эта теория упоминается в связи с другим вопросом: имеет ли вспышечная активность звезды какое-либо отношение к состоянию внутренней конвекции звезды с позиции гипотезы быстрых электронов?

На поставленный вопрос в настоящее время трудно дать определенный ответ, но в принципе существование такой связи не кажется невероятным. Конвекция способствует перемещению внутризвездной материи, в том числе ядерно-активной, из ее центральных областей к поверхностным слоям. Из этой ядерно-активной материи, после ее выноса во внешние области звезды, и освобождаются быстрые электроны путем β -распада. Значит, чем сильнее конвекция, тем больше шансов на то, что вместе с газовой материей будет выброшена также ядерно-активная материя. По-видимому, не было бы ошибкой характеризовать вспышку звезды как результат флуктуаций конвективной структуры звезды вблизи ее поверхности, при условии, однако, что сама конвекция охватывает всю или почти всю звезду. Частота вспышек у той или иной звезды будет тем больше, чем больше вероятность выброса ядерно-активного вещества, а она, эта вероятность, находится в прямой зависимости от конвективной активности звезды.

С вспышечной и конвективной активностью звезды должно быть тесно связано еще одно важное явление — хромосферная активность.

Что такое хромосфера? В ее классическом определении, выкристаллизованном прежде всего на примере Солнца, хромосфера есть область атмосферы звезды, где рождаются эмиссионные линии. Но эмиссионные линии рождаются и в короне. Поэтому уточняют: в хромосфере возбуждаются эмиссионные линии, соответствующие только разрешенным переходам атомов, индуцированных фото- или иными типами ионизации, и возбуждению резонансных и субординатных уровней, в то время как в короне возбуждаются исключительно запрещенные линии путем электронных неупругих соударений и т.д.

Однако понятие хромосферы существенно расширилось после того, как наблюдения установили ее существование у звезд поздних классов — холодных карликов классов G, K, M. Известные хромосферные эмиссионные линии, прежде всего водорода и ионизованного кальция, а по результатам внеатмосферных наблюдений также ультрафиолетовый дублет ионизованного магния — 2800 Mg II — у этих звезд очень часто оказывались намного сильнее, чем у Солнца. Интегральная яркость хромосферы Солнца почти в миллион раз меньше яркости его фотосферы. А у некоторых холодных карликов хромосферные линии легко обнаруживаются на фоне их непрерывно-

го излучения. Судя по силе и структуре эмиссионных линий, электронная температура хромосферы у холодных карликов не только не ниже, но даже выше электронной температуры солнечной хромосферы. Между тем эффективная температура их фотосфер существенно меньше солнечной.

Получается своеобразная ситуация: хромосфера, физические условия в ней, само ее существование не имеют прямого отношения к фотосфере звезды. Хромосфера, прилегающая непосредственно к фотосфере, вместе с тем сохраняет независимое существование. Она может подвергаться заметным, иногда сильным изменениям, внешними признаками проявления которых являются колебания интенсивностей эмиссионных линий, временами до почти полного исчезновения или повторного появления. И вместе с тем все это не сопровождается сколько-нибудь заметными изменениями в фотосфере самой звезды.

Любые изменения наблюдаемой активности хромосферы вызваны прежде всего колебаниями количества энергии, возбуждающей хромосферу. В данном случае это энергия L_c -излучения, вызывающего фотоионизацию водорода, а также континуумов, соответствующих частотам непрерывного поглощения других атомов и ионов. В предыдущих главах была сделана попытка показать, что в случае вспыхивающих звезд и звезд с эмиссионными линиями (типа Т Тельца) лучистая энергия возбуждения хромосферы поступает извне, где происходит выделение быстрых электронов.

Наблюдения не подтверждают предположения, что хромосферы холодных карликов имеют локальную структуру вроде обширных областей повышенного возбуждения; в этом случае следовало бы ожидать хотя бы периодичности в появлении и исчезновении хромосферных эмиссионных линий, вызванной осевым вращением звезды, чего, однако, не наблюдается. Холодные карлики имеют самую настоящую хромосферу, охватывающую всю поверхность звезды.

Аро привел убедительные аргументы в пользу того [3], что хромосферная активность находится в непосредственной зависимости от вспышечной активности звезды. Теперь мы видим, что вспышечная активность в известной степени должна характеризоваться и конвективной активностью звезды. Но непосредственными наблюдательными критериями представляется только вспышечная и хромосферная активность. Поэтому правильнее будет сделать обратный вывод: звезды, показывающие признаки хромосферной и вспышечной активности, одновременно являются объектами, находящимися в состоянии полной или почти полной конвективной активности.

Вилсон [4] на основе анализа обширного наблюдательного материала установил важную зависимость между хромосферной активностью и возрастом звезды (см. гл. 12): хромосферная активность максимальна у молодых звезд (Орион), обладает умеренной силой у звезд среднего возраста (Плеяды) и почти исчезает у немолодых звезд (Ясли, Гиады). В среднем с такой же последовательностью падает и изменение вспышечной активности у звезд этих трех возрастных групп. Если оставаться в рамках описанной схемы, то это вместе с тем означает и параллельное ослабление конвективной активности при переходе от молодых звезд к старым.

3. Конденсация как явление неизбежное

Начнем с того, что физикам известно достоверно, а именно, с конденсации. Мы имеем в виду конденсацию как явление, как физический процесс. Как таковая, конденсация наблюдается почти повсюду в окружающей нас среде. В земной атмосфере, например, — при сгущении или конденсации водяных паров. До чего разнообразны, иногда резко отличны друг от друга последствия этого процесса в земной атмосфере! Возникает это разнообразие порою при весьма небольших изменениях физических условий в среде и ее параметров. Туман, роса, иней, дождь, снег, град — все это формируется из одного и того же первичного однородного состава или однородной среды — водяных паров. А разнообразие возникает из-за изменений физических параметров среды — температуры, давления, влажности, плотности, силы ветра, турбулентной скорости и т.д. При еще меньших изменениях возникает разнообразие форм и структуры уже внутри каждого из этих видов атмосферных конденсаций. Гляциологи, например, утверждают, что одна и та же форма или один и тот же рисунок, например снежинки, не повторяется с абсолютной идентичностью практически никогда при разных снегопадах и что созданная ими классификация форм снежинок, включающая 50 — 60 разновидностей, весьма условна и далеко не охватывает все разнообразие форм и строений кристаллов снежинок.

Имеет ли приведенная аналогия, этот экскурс в область атмосферной конденсации, отношение к интересующему нас вопросу — возможности конденсации в условиях диффузной среды в различных областях Вселенной? По-видимому, да, хотя и в иных масштабах — в масштабах Вселенной, галактик, пылевых облаков, газовых туманностей и др. В каждом из этих случаев мы имеем или можем иметь на данной фазе их эволюции определенное сочетание физических параметров среды и поэтому продукты конденсации в каждом из этих случаев могут оказаться разными. Аналогично тому, как в земной атмосфере в какой-то момент может создаваться вполне определенное сочетание между ее физическими параметрами, благоприятствующее образованию, скажем, кристаллов снежинок, и здесь было логично ожидать появления на каком-то этапе эволюции диффузного вещества такого сочетания между его основными параметрами, при котором начинает срабатывать конденсация, причем настолько эффективно, что образование тел до масштаба звезд становится неизбежным.

Итак, в каком-то пространстве имеется диффузное вещество, причем совершенно неважно — существует ли оно изначально или же возникло в процессе звездообразования из протозвезд. Состояние этого вещества представлено определенным комплексом основных физических параметров. Наряду с этим существует явление конденсации, в которое с неизбежностью должно вовлечься это вещество. К чему может привести это явление?

Конечно, а priori можно утверждать, что не обязательно, чтобы конечными продуктами при этом были звезды: скажем, процесс конденсации заканчивается образованием пылевых частиц, насыщенных молекулами и атомами различных типов. В определенных условиях это, по-видимому, так и есть — в межзвездной среде, в туманностях, околозвездных оболочках и пр. — когда процесс конденсации в заданных условиях не доходит до стадии формирования тел размера и массы звезды.

Но одно соображение, один факт, установленный достаточно надежно, приходится учитывать: суммарная масса всех звезд в галактике типа нашей соизмерима с массой содержащегося в ней диффузного вещества^{*)}. Это обстоятельство, конечно, является необходимым, хотя и недостаточным условием для того, чтобы звезды могли образоваться в результате конденсации диффузного вещества. Вместе с тем совершенно ясно, что даже в идеальном случае вся масса диффузного вещества не может идти на "постройку" звезд.

В астрофизике существует проблема так называемой "скрытой" массы для групп, скоплений и вообще систем галактик. Выражается она в резких расхождениях в величинах массы скопления галактик, найденных двумя принципиально разными способами — астрофизическим, на основе соотношения типа "масса — светимость", и динамическим, с помощью теоремы вириала, и во всех случаях без исключения второй способ давал большее значение для массы данной галактики. Однако теорема вириала, сформулированная еще в начале нашего века Пуанкаре, применима только к замкнутым и равновесным (релаксированным) системам, когда отдельные члены данной группы гравитирующих тел не разлетаются из нее (суммарная энергия группы отрицательна). Поэтому допущение, что та или иная локальная система галактик не стационарна (суммарная энергия системы положительна), автоматически снимает проблему "скрытой" массы, поскольку в отношении таких систем теорема вириала неприменима. Но часть астрофизиков не соглашается с таким допущением, ссылаясь на данные наблюдений, которые, по их мнению, указывают скорее всего на стационарность таких систем.

В начале 1980 г. появилось сообщение об установлении массы покоя нейтрино — она оказалась порядка 30 эВ, т.е. примерно в 15 000 раз меньше массы электрона. Это открытие не окончательное и требует проверки, однако уже сейчас ясно, что нейтрино даже с такой незначительной массой снимает проблему "скрытой" массы. В этом случае не остается места и невидимым "протозвездам". В таких условиях диффузное вещество становится, по сути дела, единственным "сырьем", из которого могут быть "сфабрикованы" звезды.

В масштабах звезд проблема конденсации получает неожиданное и весьма интересное освещение в связи с явлением вспышек.

4. Две альтернативы

Итак, звезды вспыхивают. Вспыхивают особенно часто на раннем этапе своей жизни — в период формирования. Со временем эта вспышечная активность — типа "звездной" — ослабляется, а затем исчезает совсем. Вместо нее появляется или остается (это трудно сказать) вспышечная активность значительно менее скромных масштабов — типа "солнечной". Последняя с энергетической точки зрения не имеет космогонического значения. На вспышечную активность типа солнечной следует смотреть скорее всего

^{*)} Мы не имеем в виду эллиптические галактики, в которых диффузное вещество отсутствует почти совсем. Существует предположение, согласно которому диффузное вещество по разным причинам может "выметаться" из них позднее, после образования звезд.

как на вторичный продукт обычных тепловых или иетепловых процессов, протекающих в самой атмосфере вполне сформировавшейся и уже ставшей стационарной звезды.

Таким образом, две звезды — Солнце и некая молодая звезда класса G в ассоциациях — *с одной и той же абсолютной светимостью*, но находящиеся в разных стадиях развития и возрасты которых отличаются по крайней мере на три порядка, обладают вместе с тем существенно отличной вспышечной активностью. Очевидно, это возможно лишь в случае, если факторы, обуславливающие появление столь мощной вспышки у молодой, еще не совсем сформировавшейся звезды, перестают действовать либо существовать, когда звезда проходит долгий путь эволюции от момента своего рождения до состояния Солнца, т.е. до вступления на главную последовательность.

Что следует считать основным фактором, приводящим к столь резкому отличию от вспышечной активности между двумя возрастными категориями звезд?

Если причиной или первоисточником вспышки считать спонтанное появление быстрых электронов во внешних областях звезд, то ответ на поставленный вопрос однозначен: у молодых звезд существуют либо соответствующие условия генерирования быстрых электронов, либо источники их выделения, а у немолодых, прошедших большой путь эволюции звезд этих условий или источников либо совсем нет, либо они близки к исчезновению. При этом "условия" или "источники" — это запас внутризвездного вещества, из которого тем или иным путем освобождаются быстрые электроны.

Существует весьма интересная точка зрения — концепция "протозвезд" [5], согласно которой звезды образуются из особого, доселе неизвестного сверхплотного вещества, являющегося одновременно носителем внутризвездной энергии. Все формы проявления нестационарности у молодых звезд связываются с выносом наружу этого вещества и освобождением из него внутризвездной энергии в виде "непрерывной эмиссии". Предполагается, далее, что по мере старения звезды запасы этого вещества истощаются, вследствие чего происходит постепенное затухание общей макроскопической нестационарности звезды.

Таким образом, явления звездной нестационарности, в том числе и вспышки звезд, связываются с наличием в недрах звезды дозвездного вещества высокой плотности, находящегося в совершенно особом, нам пока еще не известном состоянии. Тот факт, что все нестационарные явления так или иначе присущи молодым звездам, дает основание предполагать, что запасы этого вещества должны быть малы. Во всяком случае настолько малы, что они истощаются задолго до того, как звезда, пройдя положенный эволюцией путь развития, войдет на главную последовательность.

Нашей задачей отнюдь не является детальный анализ или сколько-нибудь развернутое обсуждение упомянутой оригинальной и — надо отдать должное — безусловно красивой концепции. Отметим лишь, что никакого конкретного механизма или процесса, приводящего к освобождению внутризвездной энергии в форме непрерывной эмиссии, в этой концепции не указывается. Несмотря на то, что концепция "протозвезд" была выдвинута четверть века тому назад, она до сих пор не имеет количественно разработанной теории. Между тем проблем даже чисто теоретического харак-

тера здесь немало. Начнем с того, что если "протозвезды" — реальность, то прежде всего следует объяснить возможность их выживания в "закоисервированном" состоянии за полиый космологический период, т.е. порядка десяти миллиардов лет. Объяснить, не прибегая к "новой физике", которой еще нет... Между тем, даже "черные дыры" испаряются.

При внимательном рассмотрении в этой концепции выявляются трудности и иного порядка. Здесь мы остановимся на двух из них, носящих, как нам кажется, принципиальный характер.

Первая трудность связана с предполагаемыми свойствами внутризвездного вещества. Дело в том, что если это внутризвездное вещество действительно обладает свойствами, не имеющими ничего общего с обычной материей, из которой состоят, например, атмосферы звезд, то это отнюдь не означает, что оно вообще не имеет или не имело в прошлом отношения к обычному веществу. Ведь во всех этих рассуждениях, связанных с концепцией "протозвезд", почему-то не принимается во внимание то обстоятельство, что *обычное вещество, доведенное до состояния, существующего в центральных областях звезд, вырождается*, т.е. приобретает свойства, совершенно отличные от тех, которыми оно обладало изначально. Любон переход от вырожденного состояния к состоянию обычного вещества будет сопровождаться процессами, далеко не свойственными последнему. Такой переход может иметь место, в частности, когда отдельные сгустки вырожденного вещества тем или иным путем попадут в окружающее звезд пространство.

Если для генерирования обычной оптической вспышки необходимы, например, быстрые электроны, а эти последние могут появляться (с энергией порядка 1,5 МэВ и почти гауссовым энергетическим спектром) в результате β -распада какого-то ядрио-активного вещества, находящегося в сверхплотном состоянии, то с точки зрения конечной "цели" — генерации вспышки — совершенно безразлично само происхождение ядрио-активного вещества в недрах звезд. Иначе говоря, оно могло бы возникнуть или образоваться и в результате *гравитационной конденсации* обычной диффузной материи и ее сильного сжатия до состояния сверхплотного вырожденного вещества.

Если рассуждать формально, то из всего этого еще не следует, что возможность образования звезд из каких-то сверхплотных тел исключается полностью. Только по факту освобождения энергии в виде непрерывной эмиссии со стороны вынесенной наружу внутризвездного вещества мы еще не можем сделать однозначного выбора между двумя альтернативами, а именно: представляет ли это внутризвездное вещество обычную материю, доведенную в результате гравитационной конденсации до состояния вырождения, или же оно является сгустком сверхплотной формации с неизвестными свойствами.

Не делая окончательного выбора между указанными возможностями, мы тем не менее можем констатировать: комплексный анализ проблем, связанных с явлением звездной вспышки, не приводит к какому-либо внутреннему противоречию с представлением о происхождении звезд в результате конденсации диффузного вещества. Вместе с тем допустить возможность образования звезд в одной и той же галактике — в одной и той же звездной системе — одновременно двумя диаметрально разными путями просто нелогично. При всем своем разнообразии звезды похожи

друг на друга и пути их эволюции также схожи, чего, по-видимому, нельзя было бы ожидать, будь у них разная природа.

Вторая трудность, быть может, более важная, сводится к вопросу: действительно ли прекращение крупномасштабной нестационарности и, в частности, вспышечной активности у звезд вызвано истощением запасов ядерно-активного вещества в их недрах? Скрытый смысл этого вопроса заключается в следующем: внутри звезд еще могут иметься запасы ядерно-активного вещества, но по каким-то причинам оно больше *не может быть вынесено наружу*. Иначе говоря, начиная с какого-то этапа эволюции звезды, исчерпываются не запасы ядерно-активного вещества, а исчезают средства выброса или "транспортировки" этого вещества, его отдельных сгустков из недр звезды наружу.

Поставленный вопрос по сути дела лишает внутризвездное вещество со своими экзотическими, "вспышечными" свойствами того абсолютного положения, при котором могла бы действовать формула: коль скоро это вещество есть в недрах звезды, то вспышка неизбежна. По-видимому, это не так. Наличие "вспышечного" вещества внутри звезды является необходимым, но отнюдь не достаточным условием для индуцирования вспышки. Во всяком случае мы не располагаем данными об адекватности этого условия. Дополнительным и по сути дела важнейшим фактором является именно продолжительность срабатывания, своего рода "долговечность" — в шкале звездной эволюции — механизма или средства выноса самого носителя внутризвездной энергии из недр звезды наружу.

Вспышки у той или иной звезды могут иметь место лишь при наличии возможности выноса внутризвездной энергии. Не будет поэтому ничего противоречивого в том, что ослабление вспышечной активности у звезды мы будем интерпретировать как депрессию, своего рода появление "усталости" звезды в ее способности выносить "вспышечное" вещество наружу, а не как признак истощения запасов самого этого вещества. В этом и кроется ответ на поставленный выше вопрос по поводу существенного отличия во вспышечной активности между двумя возрастными категориями звезд — молодыми и старыми.

Концепция звездообразования путем конденсации диффузного вещества ныне пользуется наибольшей популярностью. Более того, многие астрофизики и космофизики склонны считать, что эта концепция перестала быть предметом лишь умозрительных рассуждений, что она подверглась теоретической разработке в большей мере и что в ее пользу говорят данные наблюдений. Поэтому многие готовы признать ее как единственно разумную и приемлемую. При таких условиях развернутая здесь дискуссия может показаться излишней. Однако это не так. Концепция конденсации получает здесь по сути дела новое и достаточно сильное подкрепление с совершенно неожиданной стороны — со стороны вспыхивающих звезд. А это, надо думать, не может не преподнести неожиданностей и не раскрыть качественно нового в самой концепции конденсации. Отнюдь немаловажным представляется также то обстоятельство, что эти же самые вспыхивающие звезды были вовлечены в водоворот совершенно противоположной концепции...

5. Вспышечная активность или конвективная активность?

Явление звездной вспышки не имеет ничего общего со взрывом новой, а тем более сверхновой. Появление новой означает коренную перестройку всей внутренней структуры звезды, притом достаточно постаревшей, и резкое нарушение ее внутризнергетического баланса — такое может произойти только один раз в жизни звезды. Ничего подобного не происходит при самой обычной и исключительно частой вспышке звезды. Потеря энергии путем вспышечной деятельности в конечном итоге не составляет важной "статьи" в энергетическом балансе всей жизни звезды. И от накопления неиспользованных — в форме вспышек — запасов энергии звезда, образно говоря, не взорвется.

По-видимому, не будет ничего удивительного в том, что мы в конце концов окажемся перед ситуацией, при которой сама вспышечная активность будет сведена к активности или эффективности самих *процессов переноса и выноса* внутризвездного вещества наружу.

Мы здесь ничего не можем сказать о механизме возникновения отдельных сгустков внутризвездного вещества. В равной мере и о том, в результате каких именно процессов они покидают недра звезды. Нам трудно также внести ясность в вопрос о переносе этих сгустков через толщу звезды и их выносе в окружающее пространство. Но что при этом флуктуационным явлениям и, более определенно, *конвекции* принадлежит основная роль, по-видимому, трудно будет усомниться.

Здесь мы подходим к сути проблемы. Возникшие где-то в недрах звезды отдельные сгустки внутризвездного вещества могут быть подхвачены конвективными потоками и перенесены в ее наружные области. Следовательно, чем выше конвективная активность звезды, тем больше будет количество внутризвездного вещества, вынесенного наружу в виде сгустков. Исчезнут конвективные потоки — прекратится или сильно сократится дальнейший вынос внутризвездного вещества, что в свою очередь приведет к прекращению или сильному подавлению симптомов вспышки.

Вспышка, конечно, есть явление случайное, но для всех вспыхивающих звезд оно подчиняется определенной закономерности: вспышки появляются в статистическом смысле со строго определенной частотой. Это одновременно есть частота выноса внутризвездного вещества наружу. Следовательно, механизм выноса должен быть по своей природе флуктуационный, статистический. Таковой является конвекция, при этом сами статистические или флуктуационные параметры конвекции могут быть разными у разных звезд в зависимости от их возраста, начальных условий формирования, специфических особенностей их внутренней структуры, короче, от всего того, что мы называем "конвективной активностью".

Вспышка является следствием, только лишь внешним проявлением чего-то более важного, конвекция — средством, а, следовательно, причиной — до некоторой степени — самой вспышки. Поэтому ближе к истине будет выдвигание на первый план взаимной вспышечной активности звезды понятия ее конвективной активности.

По-видимому, можно считать установленным, что заметная часть молодых карликовых звезд в таком хорошо изученном агрегате, каким является, например, скопление Плеяд, определению не принадлежит к вспыхиваю-

щим (раздел 3, гл. 12). Этот интересный факт может получить свое неожиданное объяснение именно с упомянутой выше позиции: у таких звезд скорее всего произошел спад конвективной активности, вследствие чего сильно сократился процесс выноса внутризвездного вещества. Во всяком случае допущение о том, что прекращение вспышечной активности у этих звезд является следствием истощения запасов внутризвездных источников энергии, кажется маловероятным и просто необоснованным, во-первых, потому, что возраст как вспыхивающих, так и не вспыхивающих звезд в данном агрегате одинаков, и во-вторых, тогда станет непонятным, как вообще будет светиться звезда дальше, в основной период своей жизни, после выхода на главную последовательность, если она так быстро исчерпает свои запасы энергии. Предполагать наличие в недрах звезды двух и более типов внутризвездного вещества с различными "целевыми назначениями" у нас нет оснований.

Что касается подавления или прекращения конвективной активности, то она является следствием дальнейшего формирования звезды и может выражаться, в частности, в том, что радиус конвективной зоны на каком-то этапе эволюции становится меньше радиуса самой звезды. В этом случае конвективная зона попросту не достигает поверхности звезды, затрудняется вынос ядерно-активного вещества наружу. Очевидно, вероятность такого события должна быть выше у больших по размерам звезд и наоборот. Этот вывод действительно соответствует наблюдениям: в том же скоплении Плеяд не вспыхивающими являются, оказывается, преимущественно яркие, следовательно, большие по линейным размерам звезды. Такое различие в размерах конвективных зон, по-видимому, следует ожидать уже в пределах дисперсии радиусов среди звезд одного и того же спектрального класса. Все эти рассуждения в какой-то мере остаются в силе и в отношении тех звезд в агрегатах, вспышки у которых не обнаруживаются из-за их долгопериодичной цикличности (см. § 15, гл. 12).

Как видим, космогоническое значение звездных вспышек по сути дела сводится к выведению явления *конвекции* в недрах звезд на первый план как основного фактора, определяющего их макроскопическую нестационарность. У новорожденных, еще не совсем сформировавшихся звезд, конвективная активность очень высока, вследствие чего *вынос* ступков внутризвездного вещества у них должен носить перманентный характер, а вспышки должны происходить исключительно часто, практически не прекращаясь: такую картину мы наблюдаем, в частности, у особо активных звезд типа Т Тельца, какими являются NX Mon, YY Ori и пр. По мере успокоения звезды должна ослабляться также ее конвективная активность, соответственно уменьшится частота случаев выноса внутризвездного вещества и актов вспышек: это соответствует тому, что мы наблюдаем у обычных вспыхивающих звезд.

Хорошо известно, что конвекция и вообще образование сильно развитых конвективных зон является основной чертой сжимающихся звездных конфигураций, возникших в результате гравитационной конденсации диффузного вещества. Если мы независимыми путями пришли к выводу об исключительной роли конвекции для поддержания вспышечной активности звезды, то тем самым мы невольно приходим к заключению, что сами эти звезды должны были бы возникнуть в результате гравитационной конденсации.

Таким образом, по обоим поставленным выше вопросам — по способу образования внутризвездного вырожденного вещества и по способу его выноса наружу — мы приходим к одному и тому же выводу: предшествующим этапом звездообразования, по крайней мере в случае звезд, оказавшихся в состоянии вспышечной активности, является скорее всего состояние гравитационной конденсации диффузного вещества.

К выводу о возможном происхождении звезд путем конденсаций диффузного вещества приводят также другие показатели (из них мы оставились достаточно подробно в гл. 12) вспыхивающих звезд и родственных им объектов: характер их пространственного распределения в агрегатах Орион и Плеяды, в которых открыто наибольшее количество вспыхивающих звезд; эволюционный дрейф на так называемой цветовой диаграмме крайне нестационарных звезд типа Т Тельца, представляющих собой, по сути дела, объекты с резко выраженной вспышечной активностью, у которых частота вспышек до того высока, что скорее всего речь может идти о перманентной вспышке; процессы, протекающие в объектах типа Херbiga — Aро, несомненно, самых молодых образований масштаба звезд, явно ассоциирующихся с плотными газо-пылевыми облаками и представляющих собой, по всей вероятности, ранний этап формирования звезд типа Т Тельца и пр. Так же обстоит дело и в других областях космогонии. В современной планетарной космогонии, например, нельзя найти "изъяны", которые можно было бы устранить путем привлечения гипотезы "прото-звезд".

Нашей целью отнюдь не было рассмотрение проблемы звездообразования. Мы коснулись этой проблемы лишь в той мере, в какой она имела отношение к самому явлению звездных вспышек и эволюции вспыхивающих звезд. По-видимому, есть определенная логика и даже привлекательность в том, что, оставаясь в рамках фактов, касающихся исключительно вспыхивающих звезд, вывод о преобладающей роли гравитационной конденсации в процессе звездообразования стал неизбежным. Расширение этих рамок в сторону охвата других экзотических объектов, в той или иной мере имеющих отношение к рассматриваемому явлению, в первую очередь объектов Херbiga — Aро, а также звезд типа Т Тельца, крошечных пылевых туманностей, инфракрасных "звезд" и др. лишь усилило бы этот вывод.

Сгустки вещества, бывшего когда-то диффузным и доведенного в результате гравитационного сжатия до состояния вырождения, перехватываются конвективными потоками и спустя некоторое время оказываются во внешних областях звезды. Здесь происходит освобождение аккумулированной в них энергии, согласно нашей концепции, в виде фрагментов β -распада, в том числе и быстрых электронов (β -электронов); этот вопрос был рассмотрен в предыдущей главе. Там же было отмечено, что мы в настоящее время не можем указать тип ядра (или ядерной конфигурации), β -распад которого наилучшим образом объяснил бы факты наблюдений. Однако описать основные свойства этого гипотетического β -распада, в частности, указать период его полураспада, можно, что и было сделано в начале предыдущей главы.

С выносом во время вспышки внутризвездного вещества наружу будет выброшено, разумеется, и обычное газовое вещество. Значение этого пос-

ледного, по-видимому, невелико, что следует хотя бы из факта отсутствия у вспыхивающих звезд постоянной газовой оболочки. Эмиссионные линии, наблюдаемые в их спектрах, имеют в основном хромосферное происхождение, и роль кратковременно возникших в моменты вспышек и быстро рассеивающихся газовых оболочек невелика. Поведение эмиссионных линий, в особенности их затухание после вспышки сравнительно легко объясняется процессами, идущими в самой хромосфере — ее быстрым нагревом и относительно медленным остыванием. С космогонической точки зрения значение приведенных фактов заключается в том, что они указывают на сравнительно большой вклад ядерно-активного вещества в общую массу, вынесенную наружу в период вспышечной активности звезды.

Концепция "протозвезд" по существу сводится к идее выноса внутризвездного вещества — либо в виде знакомого нам газа с температурой $\sim 10^5$ К или частиц с энергией $\sim 10^4$ эВ, либо же ядерно-активного конгломерата опять-таки из знакомого нам вещества. Что же касается самой идеи выноса, то она не то что не нова — она даже тривиальна.

6. Заключение, или космогоническая миссия звездных вспышек

Итак, есть полное основание утверждать, что вспышки звезд — событие грандиозное, поистине "звездное" по своим масштабам, событие, охватывающее при каждом акте своего проявления огромные пространства вокруг звезды и развивающееся с невероятной скоростью. Событие, последствия которого повторяются с поразительным постоянством и одновременно в самых разнообразных формах — в виде непрерывной эмиссии, сильных эмиссионных линий, мощного радиоизлучения, испускания рентгеновских фотонов, освобождения элементарных частиц, возможно нуклонов и пр. Событие сложное и многогранное, по сравнению с которым все формы проявления нестационарности в атмосфере и хромосфере Солнца — вспышки, активные образования, радиовсплески и пр. — кажутся всего лишь слабыми отголосками. Событие, которое происходит очень часто и исключительно бурно в ранние периоды формирования и развития звезд, стихает по мере их старения и поэтому имеет четко обрисованную космогоническую значимость.

Явление с такими экстраординарными свойствами не может быть понято, а тем более описано в рамках обычных тепловых процессов, контролирующих поведение внешних слоев уже установившейся звезды. Только ядерные процессы — в рамках известных нам законов физики — идущие во внешних областях атмосферы звезды, процессы типа распада, относящиеся к области слабого взаимодействия неустойчивых ядерных конфигураций, процессы распада, возможно, с участием нейтрино, при которых высшие формы энергообмена и взаимодействий становятся преобладающими, могут приблизить нас к пониманию истинной природы этого поразительного и универсального явления Вселенной.

Явление звездных вспышек сильно расширило определение и значимость звездных ассоциаций, оно стало неотъемлемой частью этих систем новорожденных, еще не совсем сформировавшихся и быстро эволюционирующих звезд. Отныне любую совокупность вспыхивающих звезд в ограниченном

объеме пространства следует рассматривать одновременно как очаг рождения звезд.

Истечение или выброс газовой материи как основная форма избавления от *избыточной массы* звезды было признано в звездной космогонии как первое требование в процессе формирования и эволюции каждой звезды. Теперь выступает второе, не менее важное требование: эволюция звезды не может протекать иначе, как путем избавления от *избыточной внутризвездной энергии*, и оно, это избавление осуществляется преимущественно в форме вспышек, перманентных — в ранние периоды, спонтанных — в поздние периоды развития звезды.

Все то, что мы теперь знаем о звездных вспышках, заставляет нас совершенно по-новому, подойти также к проблеме, ставшей уже классической, — проблеме происхождения космических лучей. Выдвинутая в настоящей монографии концепция рассматривает космические лучи как один из продуктов процесса звездообразования, протекающего в звездных ассоциациях и агрегатах. Сам факт существования космических лучей, по всей вероятности, уже трудно будет интерпретировать иначе, как указание, что процесс рождения и формирования звезд и звездных систем в Галактике продолжается и поныне. Звездные ассоциации, рассеянные в Галактике более или менее равномерно, превращаются одновременно в гигантские генераторы-инжекторы, а вся их совокупность, вместе взятая — в гигантский ускоритель космических лучей. Эти последние по сути дела выступают в качестве "свидетелей" рождения и формирования самих звезд в ассоциациях.

Трудно представить, чтобы корни явления, которое по своей сути допускает возможность такой всеобъемлющей и многоплановой формулировки, не дошли до проблем звездной космогонии. Собственно говоря, цель настоящей главы в этом и заключалась: попытаться найти признаки, далеко не явные и скрытые, приближающие в конечном итоге и даже где-то связывающие наблюдаемые аспекты звездной вспышки с фундаментальными положениями звездной космогонии. Во всяком случае, теперь уже, имея в виду все вышесказанное, трудно усомниться в правильности такого подхода и в плодотворности явления звездной вспышки и в этом отношении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К ГЛАВЕ I

1. *Herzsprung E.* — BAN, 1924, v.2, p.87.
2. *Luyten W.J.* — Ap. J., 1949, v.109, p.532.
3. *Van Maanen A.* — Ap. J., 1949, v.91, p.505.
4. *Gordon K., Kron G.* — PASP, 1949, v.61, p.210.
5. *Thackeray A.D.* — M.N.R.A.S., 1950, v.110, p.45.
6. *Wagman N.E.* — IIAС, 1953, No.1225.
7. *Joy A.H.* — Non-Stable Stars/Ed. Herbig G. — Cambridge, 1957, p.31.
8. *Kron G., Cascoigne S., White H.* — A.J., 1957, v.62, p.214.
9. *Van Maanen A.* — PASP, 1945, v.51, p.216.
10. *Lee T.A., Hoxie D.T.* — IBVS, 1972, No.707.
11. *Busko I.C., Torres C.A., Quast G.R.* — IBVS, 1974, No.939.
12. *Hidajat B., Akyol M.U.* — IBVS, 1972, No.623.
13. *Suryadi S.* — IBVS, 1975, No.975.
14. *Haro G., Chavira E., Gonzales G.* — IBVS, 1975, No.1031.
15. *Joy A.H.* Stellar Atmospheres/Ed. Greenstein J.L. — The University of Chicago Press, 1960.
16. *Гурздян Г.А.* Вспыхивающие звезды. — М.: Наука, 1973.
17. *Haro G., Morgan W.W.* — Ap. J., 1953, v.118, p.16.
18. *Haro G., Chavira E.* — Vistas in Astronomy, 1965, v. VIII, p.89.
19. *Roques P.* — PASP, 1958, v.70, p.310.
20. *Haro G.* Stars and Stellar Systems: v. VII. Nebulae and Interstellar Matter/Eds. Middlehurst B.M. and Aller L.H., 1968, p.141.
21. *Чугайнов П.Ф.* — Изв. Крымской обс., 1965, т.33, с.215.
22. *Eggen O.J.* — Ap. J. Suppl., 1968, v.16, p.49.
23. *Eggen O.J.* — PASP, 1969, v.81, p.553.
24. *Kunkel W.E.* — PASP, 1970, v.82, p.1341.
25. *Jarrett A.H., Gibson J.B.* — IBVS, 1976, No.1105.
26. *Jarrett A.H., Gibson J.B.* — IBVS, 1975, No.979.
27. *Kunkel W.E.* — IBVS, 1968, No.315.
28. *Kunkel W.E.* — Ap. J. Suppl., 1973, v.25, p.1.
29. *Mendoza E.E.* — Ap. J., 1966, v.143, p.1010.
30. *Gurzadyan G.A.* — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1969, v.31, p.41.
31. *Andrews A.D. et al.* — IBVS, 1969, No.326.
32. *Moffett T.J.* — Ap. J. Suppl., 1974, v.29, p.1.
33. *Gliese W.* Catalogue of Nearby Stars. — Astron. Rechen-Institut Heidelberg, 1969, No.22.
34. *Cristaldi S., Rodono M.* — IBVS, 1971, No.602.
35. *Cristaldi S., Rodono M.* — IBVS, 1973, No.835.
36. *Feix G.* — IBVS, 1974, No.943.
37. *Jarrett A.H., Grabner G.* — IBVS, 1974, No.968.
38. *Haro G., Chavira E.* — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1955, v.12, p.3.
39. *Kunkel W.E.* Low Luminosity Stars/Ed. Kunimar S.S., p.195 (1969).
40. *Johnson H.L., Mitchell R.I.* — Ap. J., 1958, v.127, p.510.
41. *Abell G.* — PASP, 1959, v.71, p.517.
42. *Чугайнов П.Ф.* — Изв. Крымской обс., 1969, т.40, с.33.
43. *Cristaldi S., Rodono M.* Non-Stable Phenomenon in Variable Stars/Ed. Detre L., p.51 (1969).

44. *Tapia S.* – IBVS, 1968, No.286.
45. *Mumford G.S.* – IBVS, 1969, No.890.
46. *Cristaldi S., Rodono M.* – IBVS, 1971, No.525.
47. *Cristaldi S., Rodono M.* – Astron. Astrophys., 1973, v.10, p.47.
48. *Osawa K. et al.* – IBVS, 1971, No.524, p.608; 1972, No.615, 635; 1973, No.790; 1974, No.876.
49. *Haro G.* – Bol. Inst. Tonantzintla, 1976, v.2, p.3.
50. *Rodono M.* – Astron. Astrophys., 1978, v.66, p.175.
51. *Herbig G.H.* – Ap. J., 1962, v.135, p.736.
52. *Амбарцумян В.А., Мирзоян Л.В. и др.* – Астрофизика, 1973, т.9, с.461.

К ГЛАВЕ 2

1. *Амбарцумян В.А.* – Сообщ. Бюраканской обс., 1954, т.13, с.1.
2. *Ambarzumian V.A.* Non-Stable Stars. – Cambridge: University Press, 1957, p.177.
3. *Haro G., Morgan W.W.* – Ap. J., 1953, v.118, p.16.
4. *Joy A.H.* – PASP, 1954, v.66, p.5.
5. *Гурздян Г.А.* – Астрофизика, 1966 т.2, с. 217.
6. *Haro G.* – Bol. Obs. Tonantzintla Tacub., 1956, v.14, p.1.
7. *Gurzadyan G.A.* – Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1970, v.35, p.255.

К ГЛАВЕ 3

1. *Breit G., Wheeler J.A.* – Phys. Rev., 1934, v.46, p.1087.
2. *Foellin J.W.* – Phys. Rev., 1947, v.72, p.743 A.
3. *Donahue T.M.* – Phys. Rev., 1951, v.84, p.472.
4. *Felten J.E., Morrison P.* – Phys. Rev. Lett., 1963, v.10, p.453.
5. *Feenberg E., Primakoff H.* – Phys. Rev., 1948, v.73, p.449.
6. *Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И.* Происхождение космических лучей. – М.: Наука, 1963.
7. *Felten J.E., Morrison P.* – Ap. J., 1966, v.146, p.686.
8. *Арутюнян Г.А., Крикорян Р.А., Никогосян А.Г.* – Астрофизика, 1979, т.15, с.431.
9. *Heitler W., Nordheim L.* – Physica, 1934, v.1, p.1059.
10. *Mandl F.* – Phys. Rev., 1952, v.87, p.1131.
11. *Cavanagh P.* – Phys. Rev., 1952, v.87, p.1131 L.
12. *Milburn R.H.* – Phys. Rev. Lett., 1963, v.10, 74 L.
13. *Neumke B., Meister H.J.* – Zr. f. Phys., 1966, v.192, p.162.
14. *Dolan J.F.* – Space Sci. Rev., 1967, v.6, p.579.
15. *Bonometto S., Cazzola P., Saggion A.* – Astron. Astrophys., 1970, v.7, p.292.
16. *Ефимов Ю.С.* – Изв. Крымской обс., 1970, т.41, с.373.

К ГЛАВЕ 4

1. *Гурздян Г.А.* – Астрофизика, 1965, т. 1, с. 319.
2. *Гурздян Г.А.* – ДАН СССР, 1966, т. 166, с. 53.
3. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. – М.: Наука, 1967.
4. *Gurzadyan G.A.* – Symposium IAU No. 34. Planetary Nebulae/ Eds Osterbrock D.F. and O'Dell C.R. – Dordrecht, Holland, 1968, p. 332.
5. *Aller L.H.* – Ap. J., 1964, v. 140, p. 1601.
6. *Aller L.H.* – Symposium IAU No. 34. Planetary Nebulae/ Eds Osterbrock D.F. and O'Dell C.R. Dordrecht, Holland, 1968, p. 339.
7. *Aller L.H.* – Ap. J., 1943, v. 97, p. 135.
8. *Abell G.* – Ap. J., 1966, v. 144, p. 259.
9. *International Ultraviolet Explorer (IUE).* – Nature, 1978, v. 275, p. 1–44.
10. *Wray J.D., Parsons S.B., Henize K.G.* – Ap. J. Lett., 1979, v. 234, p. L187.

К ГЛАВЕ 5

1. *Гурздян Г.А.* – Астрофизика, 1965, т. 1, с. 319.
2. *Гурздян Г.А.* – Астрофизика, 1966, т. 2, с. 217.
3. *Joy A.H., Hutason M.L.* – PASP, 1949, v. 61, p. 133.
4. *Joy A.H.* Non-Stable Stars/ Ed. Herbig G.H. – Cambridge, 1957, p. 31.
5. *Thackeray A.D.* – M.N.R.A.S., 1950, v. 110, p. 45.

6. Popper D.M. — PASP, 1953, v. 65, p. 278.
7. Joy A.H. — Ap. J., 1947, v. 1015, p. 101.
8. Greenstein J.L., *Arp H.* — Ap. J. Lett., 1969, v. 3, p. 149.
9. Гершберг Р.Е., Чугайнов П.Ф. — Астрон. ж., 1966, т. 43, с. 1168.
10. Гершберг Р.Е., Чугайнов П.Ф. — Астрон. ж., 1967, т. 44, с. 260.
11. Kunkel W.E. Flare Stars: Doctoral Thesis. — Texas, 1967.
12. Kunkel W.E. — Ap. J., 1970, v. 161, p. 503.
13. Moffett T.J., Bopp B.W. — Ap. J. Lett., 1971, v. 168, p. L117.
14. Bopp B.W., Moffett T.J. — Ap. J., 1973, v. 185, p. 239.
15. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1960, т. 26, с. 171; 1962, т. 28, с. 150.
16. Kodaira K., Ichimura K., Nishimura S. — Publ. Astr. Soc. Japan, 1976, v. 28, p. 665.

К ГЛАВЕ 6

1. Johnson H.L., Morgan W.W. — Ap. J., 1953, v. 117, p. 323.
2. Mathews T.A., Sandage A.R. — Ap. J., 1963, v. 138, p. 30.
3. Haro G. — Bol. Inst. Tonantzintla, 1976, v. 2, p. 3.
4. Andrews A.D. — PASP, 1968, v. 80, p. 99.
5. Gurzadyan G.A. — IBVS, 1972, No. 656.
6. Kunkel W.E. — Ap. J. Suppl., 1973, v. 25, p. 1.
7. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
8. Cristaldi S., Rodono M. — Astron. Astrophys. Suppl., 1973, v. 10, p. 47.
9. Bopp B.W., Moffett T.J. — Ap. J., 1973, v. 185, p. 239.
10. Чугадзе А.Д., Барблишвили Т.И. — Астрон. Цирк. 1967, № 451.
11. Osawa K., Ichimura K., Noguchi T., Watanabe E. — IBVS, 1968, No. 210; Tokyo Astr. Bull., 1969, No. 192.
12. Cristaldi S., Rodono M. — IBVS, 1969, No. 404.
13. Kunkel W.E. — IBVS, 1968, No. 315.
14. Roques P. — PASP, 1953, v. 65, p. 19.
15. Luyten W.J. — Ap. J., 1949, v. 109, p. 532.
16. Petit M. — Obs., 1961, v. 44, p. 11.
17. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1965, т. 33, с. 215.
18. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1969, т. 40, с. 7.
19. Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y., Koyano H. — IBVS, 1973, No. 790; 1974, No. 906.
20. Kunkel W.E. — Nature, 1969, v. 222, p. 1129.
21. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1961, т. 26, с. 171.
22. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1962, т. 28, с. 150.
23. Herbig G.H. — PASP, 1956, v. 68, p. 532.
24. Moffett T.J. — M. N. R. A. S., 1973, v. 164, p. 11.
25. Andrews A.D. — PASP, 1966, v. 78, p. 542.
26. Cristaldi S., Rodono M. — Private communication, 1979.
27. Johnson H.L., Mitchell R.I. — Ap. J., 1958, v. 127, p. 510.
28. Herbig G.H. — Ap. J., 1962, v. 135, p. 736.
29. Haro G., Chavira E. ONR Symposium. — Flagstaff, Arizona, 1964.
30. Haro G., Chavira E. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1969, v. 32, p. 59.
31. Kuhi L.V. — PASP, 1964, v. 76, p. 430.
32. Moffett T.J. — Sky and Telescope, 1974, v. 48, p. 94.
33. Lacy C.H., Moffett T.J., Evans D.S. — Ap. J., 1976, v. 30, p. 85.
34. Гурзадян Г.А. — Астрофизика, 1968, т. 4, с. 154.
35. Haro G. Flare Stars. Stars and Stellar Systems: v. VII. Nebulae and Interst. Matter/ Eds Middlehurst B.M. and Aller L.H., 1968, p. 141.
36. Deming D., Webber J.C. — IBVS, 1974, No. 672.
37. Sanwal B.B. — IBVS, 1974, No. 932.
38. Felix G. — IBVS, 1974, No. 943.
39. Sanwal B.B. — IBVS, 1976, No. 1180.
40. Flesh T.R., Oliver J.P. — Ap. J. Lett., 1974, v. 189, p. L127.
41. Гершберг Р.Е., Шаховская Н.И. — Астрон. ж., 1971, т. 48, с. 934.
42. Gurzadyan G.A. — Astrophys. Space Sci., 1979, v. 62, p. 35.
43. Rodono M., Pucillo M., Sedmak G., de Biase G.A. — Astron. Astrophys., 1979, v. 76, p. 242.

44. Jarrett A.H., Van Rooyen J. — IBVS, 1979, No. 1612.
45. Eggen O.J. — Ap. J. Suppl., 1968, v. 16, p. 49.
46. Moffett T.J., Bopp B.W. — Ap. J. Suppl., 1976, v. 31, p. 61.
47. Jarrett A.H., Rooyen J. van — IBVS, 1979, No. 1587, 1664.
48. Mavridis L.N., Varvoglis P. — IBVS, 1982, No. 2210.
49. Butler C.J., Byrne P.B., Andrews A.D., Doyle J.G. — M. N. R. A. S., 1981, v. 197, p. 815.
50. Hausch B.M., Linsky J.L., Bornmann P.L. et al. — Ap. J., 1983, v. 267, p. 280.

К ГЛАВЕ 7

1. Johnson H.L., Morgan W.W. — Ap. J., 1953, v. 117, p. 323.
2. Гершберге Р.Е. — Изв. Крымской обс., 1965, т. 33, с. 206.
3. Kunkel W.E. — Flare Stars: Doctoral Thesis. — Texas, 1967.
4. Гершберге Р.Е. — Астрофизика, 1967, т. 3, с. 127.
5. Cristaldi S., Rodono M. — Proc. IAU Symposium No. 67., p. 75 M.(1975).
6. Osawa K., Ichimura K., Simuzi Y., Okawa T. et al. — IBVS, 1973, No. 790.
7. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1975, v. 28, p. 273.
8. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обс., 1965, т. 33, с. 215.
9. Gurzadyan G.A. — Bol. Obs. Tonantzint. Tacub., 1971, v. 35, p. 39.
10. Morgan W.W. — Ap. J., 1938, v. 87, p. 589.
11. Kunkel W.E. — Ap. J., 1970, v. 161, p. 503.
12. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
13. Cristaldi S., Rodono M. — Astron. Astrophys. Suppl., 1973, v. 10, p. 47.
14. Gershberg R.E. — Proc. IAU Sympos. No. 67, p. 85, M. (1975).
15. Haro G. Flare Stars. Stars and Stellar Systems: v. VII. Nebulae and Interstellar Matter/Ed. Middlehurst B. and Aller L. p. 141, (1968).
16. Iriarte B. — Bol. Obs. Tonant. Tacub., 1971, v. 37, p. 6.
17. Glass I.S. — M.N.R.A.S., 1975, v. 171, p. 19 P.
18. Petterson B.R. — Astron. Astrophys., 1980, v. 82, p. 53.
19. Gehrz R.D., Hackwell J.A., Jones T.W. — Ap. J., 1974, v. 191, p. 675.
20. Bopp B.W., Schmitz M. — PASP, 1978, v. 90, p. 531.
21. Bopp B.W., Gehrz R.D., Hackwell J.A. — PASP, 1974, v. 86, p. 989.
22. Cristaldi S., Loughitano M. — Astron. Astrophys. Suppl., 1979, v. 38, p. 175.

К ГЛАВЕ 8

1. Gurzadyan G.A. — Astron. Astrophys., 1972, v. 20, p. 145.
2. Koch H.M., Motz J.W. — Rev. Modern Phys., 1959, v. 31 p. 920.
3. Joseph J., Rohrlich F. — Rev. Modern Phys., 1958, v. 30, p. 354.
4. Bethe H.A. — Proc. Cambridge Phil. Soc., 1930, v. 30, p. 524.
5. Bethe H.A., Heitler W. — Proc. Roy. Soc. London A, 1934, v. 146, p. 83.
6. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. — Oxford: Oxford University Press, 1954.
7. Andrews A.D. — Irish Astr. J., 1964, v. 6, p. 212.
8. Page A.A., Page B. — Sky and Telescope, 1970, v. 40., p. 206.
9. Bakos G.A. — Sky and Telescope, 1970, v. 40, p. 214.
10. Warner B., Citters van G.W., Nather R.E. — Nature, 1970, v. 226, p. 67.

К ГЛАВЕ 9

1. Gurzadyan G.A. Planetary Nebulae. — N.Y.: Gordon and Breach, 1969.
2. Чугайнов П.Ф. — Изв. Крымской обс., 1976, т. 38, с. 200.
3. Bopp B.W., Moffett T.J. — Ap. J., 1973, v. 185, p. 239.
4. Гершберге Р.Е., Чугайнов П.Ф. — Астрон. ж., 1966, т. 43, с. 1168; 1967, т. 44, с. 260.
5. Гершберге Р.Е., Шаховская Н.И. — Астрон. ж., 1971, т. 48, с.934.
6. Haro G., Chavira E. ONR Symposium. — Flagstaff, Arizona, 1964.
7. Гурзадян Г.А. — ДАН СССР, 1967, т. 172, с. 1046.
8. Гурзадян Г.А. — ДАН СССР, 1960, т. 130, с. 287.
9. Kunkel W.E. Flare Stars: Doctoral Thesis. — Texas. 1967.
10. Bray B.J., Loughhead R.E. Solar Chromosphere. — London: Chapman and Hall, 1974.
11. Gurzadyan G.A. — Astrophys. Space Sci., 1977, v. 77, p. 51.
12. Joy A.H. Stellar Atmospheres/Ed. Greenstein J.L., 1963.

13. Вязаницын В.П. — Изв. ГАО, 1951, т. 147, с. 19.
14. Joy A.H., Humason M.L. — PASP, 1947, v. 61, p. 133.
15. Greenstein J.L., Arp H. — Ap. J. Lett., 1969, v.3, p.L149.
16. Иванов В.В. Перенос излучения и спектры небесных тел. — М.: Наука, 1969.
17. Гурзadyan Г.А. — Астрон.ж., 1958, т.35, с.520.
18. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, — М.: Гостехиздат, 1956.
19. Blerkom Van J.K. — J. Phys. B. Atom. Mol. Phys., 1970., v. 3, p. 932.
20. Mochnicki S.W., Schommer R.A. — Ap. J. Lett., 1979, v. 231, p. L 77.
21. Kunkel W.E. — Ap. J., 1970, v. 161, p. 503.
22. Worden S.P., Petterson B.M. — Ap. J. Lett., 1976, v. 206, p. L145.
23. Mullan D.J. — Ap. J., 1974, v. 192, p. 149; 1975, v. 200, p. 641.
24. Hartmen L., Davis R., Dupree A.K. et al. — Ap. J. Lett., 1979, v.233, p. L69.
25. Wing R.G., Yorks S.B. IAU Colloquium No.47: Spectral Classification of the Future (1979).
26. Owen F.N., Boop B.W., Moffett T.J., Lazor F.J. — Ap. J. Lett., 1972, v. 10, p. 37.
27. Ramsey L.W. — Astron. J., 1979, v. 84, p. 413.
28. Worden S.P., Schneeberger T.J., Giampapa M.S. — Ap. J. Suppl., 1981, v. 46, p. 159.
29. Petterson B.R., Colenian L.A. — Ap. J., 1981, v. 251, p. 571.
30. Kelch W.L., Linsky J.L., Worden S.P. — Ap. J., 1979, v. 229, p. 700.
31. Bopp B.W. — M. N. R. A. S., 1974, v. 164, p. 343.
32. Giampapa M.S., Linsky J.L., Schneeberger T.J., Worden S.P. — Ap. J., 1978, v.226, p.144.
33. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
34. Haisch B.M., Linsky J.L., — Ap. J. Lett., 1980, v. 236, p. L33.
35. Haisch B.M., Linsky J.L., Bornmann P.L. et al., — Ap. J., 1983, v. 267, p. 280.
36. Butler C.J., Byrne P.B., Andrews A.D., Doyle J.G. — M. N. R. A. S., 1981, v. 197, p. 815.
37. Linsky J.L., Bornmann P.L., Carpenter K.G. et al., — Ap. J., 1982, v. 260, p. 670.
38. Basri G.S., Linsky J.L. — Ap. J., 1979, v. 234, p. 1023.
39. Гурзadyan Г.А. Звездные хромосферы — М.: Наука, 1984.
40. Gurzadyan G.A. — Astrophys. Space Sci., 1983, v. 91, p. 157.
41. Vogt S.S. — Ap. J., 1980, v. 240, p. 567.
42. Skumanich A. — Ap. J., 1972, v. 171, p. 565.
43. Biermann L. — Zs. f. Naturforsch., 1950, v. 59, p. 65.
44. Worden S.P. — PASP, 1974, v. 86, p. 595.
45. Koch R.H., Pfeiffer R.J. — Ap. J. Lett., 1971, v. 204, p. 147.
46. Anderson C.M., Hartmann J.M., Bopp B.W. — Ap. J. Lett., 1976, v. 204, p. L51.
47. Marcy G.W. — Ap. J., 1981, v. 245, p. 624.
48. Robinson R.D., Worden S.P., Harvey J.W. — Ap. J. Lett., 1980, v. 236, p. L155.

K ГЛАВЕ 10

1. Gurzadyan G.A. — Planetary Nebulae. — N.Y.: Gordon and Breach, 1969.
2. Moffett T.J., Bopp B.W. — Ap. J. Suppl., 1976, v. 31, p. 61.
3. Гершберг Р.Е., Чугайнов П.Ф. — Астрон. ж., 1967, т. 44, с. 260.
4. Chamberlain J.W. — Ap.J., 1953, v. 117, p. 387.
5. Gurzadyan G.A. — Astrophys. Space Sci., 1983, v. 91, p. 157.
6. Shull J.M., Stenberg M. van — Ap. J. Suppl., 1982, v. 48, p. 95.
7. Seaton M.J. — M. N. R. A. S., 1959, v. 119, p. 90.
8. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. — М.: Гостехиздат, 1956.
9. Brown R.T. — Ap. J., 1971, v. 170, p. 387.
10. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.Ф. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979.
11. Peach G. — Proc. Phys. Soc., 1966, v. 87, p. 381.
12. Mochnicki S.W., Schommer R.A. — Ap. J. Lett., 1979, v. 231, p. L77.
13. Haisch B.M., Linsky J.L., Bornmann P.L., Stencel R.E. et al. — Ap. J., 1983, v. 267, p. 280.
14. Butler C.J., Byrne P.B., Andrews A.D., Doyle J.G. — M. N. R. A. S., 1981, v. 197, p. 815.
15. Гурзadyan Г.А. — ДАН СССР, 1983, т. 269, с. 57.

16. Гурзоян Г.А. Звездные хромосферы, или дублет 2800 MgII в астрофизике. — М.: Наука, 1984.
17. Linsky J.L., Ayres T.R. — Ap. J., 1978, v. 220, p. 619.
18. Vaiana G.S., Cassinelli J.P., Fabbiano G. et al. — Ap.J., 1981, v. 245, p. 163.

К ГЛАВЕ 11

1. Haro G., Chavira E. — Vistas in Astronomy, Vol. VII, p. 89 (1965).
2. Herbig G.H., Haro G. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1955, v. 12, p. 33.
3. Haro G. — Flare Stars: Stars and Stellar Systems. v. VII. Nebulae and Interst. Matter, 1968, p. 141.
4. Ambarzumian V.A. Non-Stable Stars. — Cambridge: University Press, 1957, p. 177.
5. Gurzadyan G.A. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1970, v. 35, p. 255.
6. Herbig G.H. — Advances In Astr. Astrophys. Acad. Press. Inc. 1, p. 47, (1962).
7. Паренаго П.П. — Труды ГАИШ, 1954, т. 25.
8. Mendoza E.E. — Ap. J., 1966, v. 143, p. 1010.
9. Mendoza E.E. — Ap. J., 1967, v. 72, p. 311.
10. Mendoza E.E. — Ap. J., 1968, v. 158, p. 977.
11. Herbig G.H. — IAU 13th General Assambley. — Prague: Agents and Draft Report p. 509 (1967).
12. Kuhl L.V. Interstellar Ionized Hydrogen/Ed.Y. terzian. — N.Y., 1968, p. 13.
13. Rodono M. — Astr. Astrophys., 1974, v. 32, p. 337.
14. Haro G., Parsanyan E.S. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1969, v. 5, p. 41.
15. Haro G. — Bol. Inst. Tonantzintla, 1976, v. 2, p. 3.
16. Iriarte B. — Bol Obs. Tonantz. Tacub., 1967, v. 4, p. 79.
17. Walker B. — Ap. J. Suppl., 1956, v. 2, p. 365.
18. Smak J. — Ap. J., 1964, v. 139, p. 1095.
19. Walker M.F. — Ap. J., 1957, v. 125, p. 656.
20. Lanouvel F., Flogere C. — J. des Obs., 1957, v. 40, p. 37.
21. Кулячков Н.Н., Шевченко В.С. — Письма в Астроф. ж., 1976, т. 2, с. 494.
22. Салманов И.Р. — Диссертация, — Шемахинская obs., 1975.
23. Johnson H., Iriarte B. — Ap. J., 1958, v. 127, p. 510.
24. Joy A.H. — Ap. J., 1945, v. 102, p. 168.
25. Zuckermann M.C. — Ann.d'Ap., 1961, v. 24, p. 431.
26. Walker M.F., Chincariri G. — Contr. Lick Obs., 1968, No. 262.
27. Varsavsky C. — Ap. J., 1960, v. 132, p. 354.
28. Haro G. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1956, v. 14, p. 1.
29. Kuhl L.V. — Ap. J., 1966, v. 143, p. 991.
30. Петров П.П. — Изв. Крымской obs., 1976, т. 54, с. 69.
31. Kuan P. — Ap. J., 1976, v. 210, p. 129.
32. Kuhl L.V. — PASP, 1966, v. 78, 430; Astron. Astrophys., 1974, v. 15, p. 47.
33. Poveda A. — Astron. J., 1967, v. 72, p. 824.
34. Huang S.S. — Astron. J., 1967, v. 72, p. 804.
35. Weston E.B., Aller L.H. — Memoires Liege Obs., 1955, v. 15, p. 251.
36. Walker M.F. Stellar Evolution. — N.Y., 1965, p. 405.
37. Манова Г. — Астроф. журн., 1959, т. 36, с. 187.
38. Herbig G.H. — Vistas in Astronomy. Vol. VIII, p. 109 (1966).
39. Welin G. — Astron. Astrophys., 1971, v. 12, p. 312.
40. Herbig G.H. — Ap. J., 1958, v. 128, p. 259.
41. Herbig G.H., Harlen E.A. — IBVS, 1971, No. 543.
42. Амбарцумян В.А. — Препринт БАО, 1971, № 3.
43. Mendoza E.E. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1971, v. 37, p. 135.
44. Böhm K. — Memoires Liege Obs., v. 20, p. 271 (1958).
45. Kuhl L.V. — Ap. J., 1964, v. 140, p. 1409; 1966, v. 143, p. 991.
46. Дубай Е.А. — Астрофизика, 1969, т. 5, с. 249.
47. Kuhl L.V. — Mercury, 1975, v. 4, No. 5, p. 10.
48. Herbig G.H., Rao N.K. — Ap. J. Suppl., 1976, v. 30, p. 397.
49. Herbig G.H. Kameswara Rao N. — Ap. J., 1972, v. 174, p. 401.
50. Mundt R., Bastian U. — Astron. Astrophys., 1979, v. 75, p. L14.
51. Bastian U., Mundt R. — Astron. Astrophys., Suppl., 1979, v. 36, p. 57.

52. *Bastian U., Mundt R.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 78, p. 181.
53. *Mundt R.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 14, p. 21.
54. *Walker M.F.* — *Ap. J.*, 1978, v. 224, p. 546.
55. *Kuan P.* — *Ap. J.*, 1976, v. 224, p. 546.
56. *Исмаилов З.А.* — *АИ*, 1972, № 734.
57. *Herbig G.H.* — *Ap. J.*, 1977, v. 214, p. 747.
58. *Зайцева Г.В., Лютий В.М.* — *Письма в Астрон. ж.*, 1976, т. 2, с. 167.
59. *Килячков Н.Н., Шевченко Б.С.* — *Письма в Астрон. ж.*, 1976, т. 2, с. 193.
60. *Appenzeller I., Krautter J., Smolinski J., Wolf B.* — *Astron. Astrophys.*, 1980, v. 86, p. 113.
61. *Mould J. R., Hall D. N. B., Ridgway S. T., Hintzen P., Aaronson M.* — *Ap. J. Lett.*, 1978, v. 222, p. L126.
62. *Herbig G.H.* — *Ap. J.*, 1977, v. 217, p. 693.
63. *Chavarría K.C.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 79, p. L18.
64. *Joy A.H.* — *Ap. J.*, 1949, v. 110, p. 424.
65. *Холонов П.Н.* — *Переменные звезды*, 1951, т. 8, с. 83.
66. *Simon T., Morrison N.D., Wolf S.C., Morrison D.* — *Astron. Astrophys.*, 1972, v. 20, p. 99.
67. *Appenzeller I., Wolf B.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 75, p. 164.
68. *Appenzeller I., Chavarría C., Krautter J., Mundt R., Wolf B.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 75, p. 262.
69. *Gahm G.F., Fredya K., Liseau R., Dravus D.* — *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 73, p. L4.
70. *Condahalekar P.M., Penston M.V., Wilson R.* *The First Year of IUE*, p. 109 (1979).
71. *Imhoff C.L., Giampapa M.S.* — *Ap. J. Lett.*, 1980, v. 239, p. L115.
72. *Boer K.S.* — *Astron. Astrophys.*, 1977, v. 61, p. 605.
73. *Doschek G.A., Feldman U., Mariska J.T., Linsky J.L.* — *A. J. Lett.*, 1978, v. 226, p. L35.
74. *Cook J.W., Nicolas K.R.* — *Ap. J.*, 1979, v. 229, p. 1163.
75. *Penston M.V., Laga M.T.* — *M. N. R. A. S.*, 1983, v. 202, p. 77.
76. *Gurzadyan G.A., Rustambekova S.S.* — *Astrophys. Space Sci.*, 1981, v. 80, p. 231.
77. *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions: Part II. — U.S.: NSRDS — NBS 68, 1980.*
78. *Gurzadyan G.A.* — *Astrophys. Space Sci.*, 1983, v. 91, p. 157.

К ГЛАВЕ 12

1. *Joy A.H.* — *Ap. J.*, 1949, v. 110, p. 424.
2. *Joy A.H.* — *Ap. J.*, 1953, v. 117, p. 73.
3. *Haro G.* — *Flare Stars: Stars and Stellar Systems. v. VII. Nebulae and Interstellar Matter*, 1968, p. 141.
4. *Haro G., Chavira E.* — *Bol. Obs. Tonantz. Tacub.*, 1969, v. 31, p. 23; 1969, v. 32, p. 59; 1970, v. 34, p. 181.
5. *Haro G.* — *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1976, v. 2, p. 3.
6. *Rosino L., Pigatto L.* — *Contr. Asiago Obs.*, 1966, No. 189; 1969, No. 231.
7. *Амбарцумян В.А., Мирзоян Л.В. и др.* — *Астрофизика*. 1970, т. 6, с. 7; 1971, т. 7, с. 319; 1972, т. 8, с. 485; 1973, т. 9, с. 461.
8. *Parsanian E.S., Chavira E.* — *Bol. Obs. Tonantzint. Tacub.*, 1969, v. 31, p. 35.
9. *Haro G., Gonzalez G.* — *Bol. Obs. Tonantz. Tacub.*, 1970, v. 34, p. 191.
10. *Мирзоян Л.В., Парсаян Э.С., Каллолян Н.С.* — *Астрон. цирк.*, 1968, № 485.
11. *Якович И.* — *Диссертация* — *Ереванск. гос. ун-т*, 1975.
12. *Tsvetkov M.K., Chavushian H.S., Tsvetkova K.P., Erastova L.K.* — *IBVS*, 1974, No. 909; 938; 1975, No. 1002.
13. *Цветков М.К.* — *Астрофизика*, 1975, т. 11, с. 579.
14. *Haro G., Chavira E.* — *IBVS*, 1973, No. 624.
15. *Haro G., Morgan W.W.* — *Ap. J.*, 1953, v. 118, p. 16.
16. *Johnson H.L., Mitchell R.I.* — *Ap. J.*, 1958, v. 127, p. 510.
17. *Herbig G.H.* — *Ap. J.*, 1962, v. 135, p. 736.
18. *Haro G.* — *IAU-URSI Symp. No. 20, Canberra*, 1962, p. 83.
19. *Kraft R.P., Greenstein J.L.* *Low Luminosity Stars*, 1969, p. 65.
20. *Haro G., Chavira E.* — *ONR Sympos. — Flagstaff*, 1964.
21. *McCarthy M.F.* — *Low Luminosity Stars. — N. Y.*: 1969, p. 83.
22. *Wilson O.C.* — *Ap. J.*, 1963, v. 138, p. 832.
23. *Gurzadyan G.A.* — *Bol. Obs. Tonantz. Tacub.*, 1970, v. 35, p. 263.

24. Andrews A.D. — Bol. Obs. Tonant.Tacub., 1970, v. 34, p. 209.
25. Гаспарян К.Г. — Препринт Гарнийской лаборатории космической астрономии, 1975, № 1.
26. Чавушян О.С., Гарибджанян А.Т. — *Астрофизика*, 1975, т. 11, с. 567.
27. Allen G.W. *Astrophysical Quantities*. — 3th Ed. — London, 1973.
28. Pikelner S.B. — Ap. J. Lett., 1969, v. 155, p. L149.
29. Fiel G.B., Goldsmith D.W., Habing H.J. — Ap. J. Lett., 1969, v. 155, p. L149.
30. Менон Т.К. — Ap. J., 1958, v. 127, p. 28.
31. Heuvel van den E.P.H. — PASP, 1969, v. 81, p. 815.
32. Haro G., Chavira E. — IBVS, 1972, No. 624.
33. Felin G. — *Astron. Astrophys.*, 1971, v. 12, p. 312.
34. Merrill P.W., Burwell C.G. — Ap. J., 1949, v. 110, p. 387;
35. Bidelman W.P. — Ap. J. Suppl., 1954, v. 1, p. 175.
36. Herbig G.H. — Ap. J., 1958, v. 128, p. 259.
37. Petit M. — *Contr. Asiago Obs.*, 1958, No. 95, p. 29.
38. Rodono M. — *Variable Stars and Stellar Evolution*. IAU Sympos. 1975, No. 67, p. 69.
39. Haro G., Parsanian E.S. — Bol. Obs. Tonant. Tacub., 1979, v. 5, p. 45.
40. Herzprung E., Saunders C., Koorenian C.J. et al. — *Ann. Leiden Obs.*, 1947, v. 19, No. 1a.
41. Struve O., Rudkjobering M. — Ap. J., 1949, v. 109, p. 92.
42. Haro G. — *Astron. J.*, 1949, v. 54, p. 188.
43. Haro G., Chavira E. — Bol. Inst. Tonantzintla, 1974, v. 1, p. 189.
44. Erastova L.K. — IBVS, 1979, No. 1616.
45. Poulakos C. — *Практикатиς ακαδημαϊας αθηνων*, т. 51, № 51, с. 764; 1976 (1977), № 52, с. 771.
46. Jankovics I., Keleman J., Tsvetkov M.K., Tsvetkora K.P. — IBVS, 1980, No. 1946.
47. Melikjan N.D., Jankovich I. et al., — IBVS, 1980, No. 1750.
48. Ambarzumian V.A. — IAU Sympos. No. 3. Non-Stable Stars, 1957, p. 177.
49. Pickering E.C. — *Harvard Circ.*, 1904, No. 78.
50. Hoffmeister C. — *Sonn. Mitt.*, 1923, No. 3.
51. Папензо П.П. — *Труды ГАИШ*, 1954, т. 25, с. 3.
52. Cristaldi S., Rodono M. — *Astron. Astrophys. Suppl.*, 1973, v. 10, p. 47.
53. Wallenquist A. — *Boscha Observ. Ann.*, 1933, v. 4, p. 47.
54. Wallenquist A. — *Uppsala Obs. Ann.*, 1959, v. 4, p. 40.
55. King I. — *Astron. J.*, 1962, v. 67, p. 471.
56. Jankovich I. — IBVS, 1973, No. 839.
57. Smak J. — Ap. J., 1964, v. 139, p. 1095.
58. Lanouvel F., Flegore G. — *J. Obser.*, 1957, v. 40, p. 37.
59. Mundt J. — *Astro Astrophys.*, 1979, v. 14, p. 21.
60. Нацвлишвили Р.Ш. — Частное сообщение, 1983.
61. Chavushian H.S., et al., — IBVS, 1979, No. 1628.
62. Kiladze R.J. — IBVS, 1972, No. 670.
63. Natishvili R. Sh. — IBVS, 1981, No. 1926; 1982, No 2062.
64. Киладзе Р.И., Нацвлишвили Р.Ш. — Бюл. Абастуманской обс., 1982, № 55, с. 123.
65. Парсмян Э.С. — *Астрофизика*, 1980, т. 16, с. 87, с. 231.
66. Мирзоян Л.В., Чавушян О.С., Меликян Н.Д. и др. — *Астрофизика*, 1981, т. 17, с. 197.
67. Chavushian H.S., Tsvetkora K.P., Tsvetkov M.K. — IBVS, 1983, No. 2339.
68. Tsvetkora K.P., Hambarian G.G., Brutian G.H. — IBVS, 1983, No. 2365.
69. Hojaev A.S. — IBVS, 1983, No. 2412.
70. Парсмян Э.С., Янкович И. — *Сообщ. Бюраканской обс.*, 1971, т. 43, с. 3.
71. Мирзоян Л.В., Чавушян О.С., Ерастова Л.К. и др. — *Астрофизика*, 1977, т. 13, с. 205.
72. Косарев Е.Л. — *Письма в Астрон. ж.*, 1980, т. 6, с. 408.
73. Ерастова Л.К. — *Астрон. ширк.*, 1979, № 1073, с. 7.
74. Амбарцумян В.А. — *Астрофизика*, 1978, т. 14, с. 367.
75. Парсмян Э.С. — *Астрофизика*, 1976, т. 12, с. 239.
76. Cötz W. — IBVS, 1981, No. 1731.

К ГЛАВЕ 13

1. Johansson S.A.E. — *Astrophys. Lett.*, 1971, v. 9, p. 143.
2. Lerche I. — Ap. J., 1972, v. 175, p. 373.

3. *Ramaty R.D., Bleach R.D.* — *Astrophys. Lett.*, 1972, v. 11, p. 35.
4. *Yodh G.B., Artru X., Ramaty R.D.* — *Technical Report*, 1972, No. 73—027.
5. *Durant L.* — *Private communication*, 1972.
6. *Gurzadyan G.A.* — *Astron. Astrophys.*, 1972, v. 20, p. 145.
7. *Gurzadyan G.A.* — *Astron. Astrophys.*, 1973, v. 28, p. 147.
8. *Гурзаян Г.А.* — *Астрофизика*, 1975, т. 11, с. 531.
9. *Гинзбург В.Л., Франк И.М.* — *ЖТЭФ*, 1946, т. 16, с. 15.
10. *Гарибян Г.М.* — *ЖТЭФ*, 1957, т. 33, с. 1403; 1959, т. 37, с. 527.
11. *Ritchie R.H., Eldridge H.B.* — *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 1935.
12. *Janikova E., Janout Z., Lehar F., Parlovic P., Zrelow V.* — *Nuc. Instr. Methods*, 1969, v. 74, p. 61.
13. *Mendoza E.E.* — *Ap. J.*, 1968, v. 151, p. 977.
14. *Haro G.* — *Astron. J.*, 1950, v. 55, p. 72.
15. *Haro G.* — *Ap. J.*, 1952, v. 115, p. 572; 1953, v. 117, p. 73.
16. *Herbig G.H.* — *Ap. J.*, 1951, v. 113, p. 697.
17. *Haro G., Minkowski R.* — *Astron. J.*, 1960, v. 65, p. 490.
18. *Herbig G.H.* *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars.* — *Budapest*, 1969, p. 75.
19. *Herbig G.H.* — *Lick Obs. Bull.*, 1974, No. 658.
20. *Strom K.M., Strom S.E., Grasdalen G.L.* — *Ap. J.*, 1974, v. 187, p. 83.
21. *Strom S.E., Grasdalen G.L., Strom K.M.* — *Ap. J.*, 1974, v. 191, p. 111.
22. *Haro G.* — *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1976, v. 2, p. 3.
23. *Schwartz R.D.* — *Ap. J.*, 1975, v. 195, p. 631.
24. *Schmidt G.D., Vrba F.J.* — *Ap. J. Lett.*, 1975, v. 201, p. L33.
25. *Böhm K.H.* — *Ap. J.*, 1956, v. 123, p. 379.
26. *Böhm K.H., Perry J.F., Schwartz R.D.* — *Ap. J.*, 1973, v. 179, p. 149.
27. *Böhm K.H., Schwartz R.D., Siegmund W.A.* — *Ap. J.*, 1974, v. 193, p. 353.
28. *Böhm K.H., Siegmund W.A., Schwartz R.D.* — *Ap. J.*, 1976, v. 203, p. 399.
29. *Herbig G.H.* — *IBVS*, 1973, No. 832.
30. *Osterbrock D.E.* — *PASP*, 1958, v. 70, p. 399.
31. *Magnan G., Schatzman E.* — *C.R. Acad. Sci. Paris*, 1965, v. 260, p. 6289.
32. *Seaton M.J.* — *Rev. Modern Phys.*, 1958, v. 30, p. 979.
33. *Herbig G.H.* — *Vistas in Astronomy*, 1966, v. VIII, p. 109.
34. *Boer K.S. de* — *Astron. Astrophys.*, 1977, v. 61, p. 605.
35. *Gurzadyan G.A.* — *Astrophys. Space Sci.*, 1979, v. 62, p. 55.
36. *Gurzadyan G.A.* — *Astron. Astrophys.*, 1971, v. 13, p. 348.
37. *Gurzadyan G.A.* — *Astron. Astrophys.*, 1974, v. 33, p. 307.
38. *Nandy N., Thompson G.J., Jomer G., Monfils A., Wilson R.* — *Astron. Astrophys.*, 1975, v. 44, p. 195.
39. *Ortolani S., D'Odorico S.* — *Astron. Astrophys.*, 1980, v. 83, p. L8.
40. *Cohen M., Schwarz R.D.* — *Ap. J. Lett.*, 1979, v. 233, P. L77.

К ГЛАВЕ 14

1. *Lovell B., Whipple F., Solomon L.* — *Nature*, 1963, v. 198, p. 228.
2. *Lovell B., Chugainov P.F.* — *Nature*, 1964, v. 203, p. 1213.
3. *Lovell B.* — *Obs.*, 1964, v. 84, p. 191.
4. *Lovell B., Whipple F., Solomon L.* — *Nature*, 1964, v. 201, p. 1013.
5. *Kunkel W.E.* — *Nature*, 1969, v. 222, p. 1129.
6. *Lovell B.* — *Nature*, 1969, v. 222, p. 1126.
7. *Spangler S.R., Moffett T.J.* — *Ap. J.*, 1976, v. 203, p. 497.
8. *Spangler S.R., Shawhan S.D., Rankin J.M.* — *Ap. J. Lett.*, 1974, v. 190, L129.
9. *Slee O.B., Solomon L., Petston G.F.* — *Nature*, 1963, v. 199, p. 991.
10. *Lovell B.* — *Quart. J.R.A.S.*, 1971, v. 12, p. 98.
11. *Spangler S.R.* — *PASP*, 1976, v. 88, p. 187.
12. *Spangler S.R., Shawhan S.D.* — *Ap. J.*, 1976, v. 205, p. 472.
13. *Spangler S.R., Rankin J.M., Shawhan S.D.* — *Ap. J. Lett.*, 1974, v. 194, p. L43.
14. *Слыш В.И.* — *Астрон. ж.*, 1965, т. 8, с. 830.
15. *Twis R.Q.* — *Austr. J. Phys.*, 1958, v. 11, p. 564.
16. *Железняков В.В.* — *Астрон. ж.*, 1967, т. 44, с. 42.
17. *Davies R.D., Hazard C.* — *M.N.R.A.S.*, 1962, v. 124, p. 147.

18. Haro G. — Bol. Ins. Tonantzintla, 1976, v. 2, p. 3.
19. Tovmassian H.M., Haro G., Webber J.C. — Astrofizika, 1974, v. 10, p. 337.
20. Gilmore W.S., Brown R.L., Zuckerman B. — Ap. J., 1977, v. 217, p. 716.
21. Lovell B. — private communication, 1970.
22. Slee O.B., Page A.A. — Proc. IAU Colloq., 1979, v. 46, p. 150.
23. Slee O.B., Touby L.R., Nelson G.J., Rennie C.J. — Nature, 1981, v. 292, p. 220.
24. Nelson G.J. et al. — M.N.R.A.S., 1979, v. 187, p. 405.
25. Haisch B.A. et al. — Ap. J. Lett., 1978, v. 225, p. L35.
26. Mullan D.J. — Ap. J., 1976, v. 207, p. 289.

К ГЛАВЕ 15

1. Гурзadyн Г.А. — ДАН СССР, 1966, т. 166, с. 821.
2. Grindlay J.E. — Ap. J., 1970, v. 162, p. 187.
3. Mullan D.J. — Ap. J., 1976, v. 207, p. 289.
4. Gurzadyan G.A. — Astron. Astrophys., 1971, v. 13, p. 348.
5. Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y., Koyano H. — IBVS, 1974, No. 906.
6. Tsikoudi V., Hudson H. — Astron. Astrophys., 1975, v. 44, p. 273.
7. Heise J., Brinkman A.C., Schrijver J., Meve R. et al. — Ap. J. Lett., 1975, v. 202, p. L73.
8. Karpen J.T., Crannell C.J., Hobbs R.W. et al. — Ap. J., 1977, v. 216, p. 479.
9. Kahn S.M., Linsky J.L., Masen K.O., Haisch B.M. et al. — Ap. J. Lett., 1979, v. 234, p. L107.
10. Catura R.C., Acton L.W., Johnson H.M. — Ap. J. Lett., 1975, v. 196, p. L47.
11. Chubb T.A., Friedman H., Kreplin R.W. — Proc. First Intern. Space Sci. Symposium. Amsterdam., p. 695 (1960).
12. Gurzadyan G.A. — Astrophys. Space Sci., 1977, v. 48, p. 313.
13. Edwards P.J. — Nature, 1971, v. 234, p. 75.
14. Giacconi et al. — Ap. J., 1979, v. 230, p. 540.
15. Haisch B.M., Linsky J.L., Slee O.B. et al. — Ap. J. Lett., 1978, v. 225, p. L35.
16. Haisch B.M., Linsky J.L. — Ap. J. Lett., 1980, v. 236, p. L33.
17. Haisch B.M., Linsky J.L., Harden F.R., Rosner R. et al. — Ap. J. Lett., 1980, v. 242, p. L99.
18. Haisch B.M., Linsky J.L., Slee O.B., Siegman et al. — Ap. J., 1981, v. 245, p. 1009.
19. Haisch B.M., Linsky J.L., Bornmann P.L., Stencel R.E. et al. — Ap. J., 1983, v. 267, p. 280.
20. Butler C.J., Byrne P.B., Andrews A.D., Doyle J.G. — M.N.R.A.S., 1981, v. 197, p. 815.
21. Haisch B.M., Simon T. — Ap. J., 1982, v. 263, p. 252.
22. Valana G.S., Cassinelli J.P., Fabbiana G., Giacconi R. et al. — Ap. J., 1981, v. 245, p. 163.
23. Бурган М.С., Курт В.Г., Миронова Е.Н., Прохоренко В.И., Эйсмонт Н.А., Берто Ж.Л., Далоде Ф. — Космич. исслед., 1983, т. 21, с. 83.
24. Cristaldi S., Rodono M. — Astron. Astrophys. Suppl., 1970, v. 2, p. 223; 1973, v. 10, p. 47.

К ГЛАВЕ 16

1. Чулайнов П.Ф. — Изв. Крымской обл., 1962, т. 28, с. 150.
2. Гурзadyн Г.А. — Астрофизика, 1969, т. 5, с. 383.
3. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. — М., 1963.
4. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1974, v. 29, p. 1.
5. Cristaldi S., Rodono M. — private communication, 1974.
6. Serkowski K. — Ap. J., 1966, v. 144, p. 857; IBVS, 1966, No. 141.
7. Zappala R.R. — Ap. J. Lett., 1967, v. 148, p. L181.
8. Smak J. — Ap. J. Suppl., 1964, v. 9, p. 141.
9. Landolt A.U. — PASP, 1966, v. 78, p. 532; 1967, v. 79, p. 336; 1968, v. 80, p. 228.
10. Киселева Т.К. — Астрон. цирк., 1968, №483; 1968, №486.

К ГЛАВЕ 17

1. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. — М., 1963.
2. Morfill G.F., Scholer M. — Ap. J., 1979, v. 232, p. 473.
3. Blandford R.D. — Part. Accel. Mech. Astrophys. Workshop. La Jolla. — N. Y., 1979, p. 333.
4. Eichler D. — Part. Accel. Mech. Astrophys. Workshop. La Jolla. — N. Y., 1979, p. 351.

5. Shapiro P.R. — Part. Accel. Mech. Astrophys. Workshop. La Jolla. — N. Y., 1979, p. 293.
6. Kulsrud R. — Part. Accel. Mech. Astrophys. Workshop. La Jolla. — N. Y., 1979, p. 13.
7. Cowstik R., Lee M.A. — Ap. J., 1979, v. 228, p. 297.
8. Jakopli J.R., Higdon J.C. — Ap. J., 1979, v. 228, p. 293.
9. Lovell B. — Phil. Trans. Roy. Soc. London A, 1974, v. 227, p. 489.
10. Gahm G.F. — Ap. J. Lett., 1981, v. 242, p. L163.
11. Gahm G.F., Krautter J. — Astron. Astrophys., 1982, v. 106, p. 25.
12. Гурздян Г.А. Звездные хромосферы, или дублет 2800 MgII в астрофизике. — М.: Наука, 1984.
13. Гурздян Г.А. — ДАН СССР, 1983, т. 269, с. 568.
14. Hunger K. — Astron. J., 1964, v. 62, p. 294.
15. Carcia-Munoz M., Mason G.M., Simpson J.A. — Ap. J. Lett., 1975, v. 201, p. L145.
16. Reza R. de la, Torres C.A.O., Busko I.C. — M. N. R. A. S., 1981, v. 194, p. 829.
17. Bonsak W.K., Greenstein J.L. — Ap. J., 1960, v. 131, p. 83.
18. Lang K.R. Astrophysical Formulae. — Springer-Verlag, 1974, p. 454.
19. Гальпер А.М., Кириллов-Усрюмов В.Г., Нестеров В.Е., Прилуцкий О.Ф. — Итоги науки и техники, сер. Астрономия, 1983, т. 22, с. 261.
20. Caraveo P.A., Bennett K., Bignami G.F. et al. — Astron. Astrophys., 1980, v. 91, p. L3.
21. Hartman R.C., Kniffen D.A., Thompson D.J. et al. — Ap. J., 1979, v. 230, p. 597.
22. Wolfendale A.W. — IAU Symposium: Origin of Cosmic Rays. D. Reidel, Holland, 1981, p. 309.

К ГЛАВЕ 18

1. Гурздян Г.А. — ДАН СССР, 1966, т. 166, с. 821.
2. Butler C.J., Byrne P.B., Andrews A.D., Doyle J.G. — M. N. R. A. S., 1981, v. 197, p. 815.
3. Mochlaki S.W., Schommer R.A. — Ap. J. Lett., 1979, v. 231, p. L77.
4. Slee O.B., Tuohy I.R., Nelson G.J., Renule C.J. — Nature, 1981, v. 292, p. 219.
5. Rodono M. — Astron. Astrophys., 1974, v. 32, p. 337.
6. Moffett T.J. — Ap. J. Suppl., 1976, v. 31, p. 61.
7. Cristaldi S., Rodono M. — IAU Symposium No. 67. — Moscow, 1975, p. 75.
8. Haro G. — Bol. Inst. Tonantzintla, 1978, v. 2, p. 3.
9. Jarrett A.H., Gibson J.B. — IBVS, 1979, No. 1612.
10. Бруевич В.В. и др. — Изв. Крымской обс., 1980, т. 61, с. 90.
11. Flesch T.R., Oliver J.P. — Ap. J. Lett., 1974, v. 189, p. 127.
12. Wu C.S., Moszkowski S.A. — Beta Decay. N. Y. (1966).
(Есть русский перевод: Ву Ц.С., Мошковский С.А. Бета-распад; Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1970; 398 с.)
13. Cline T.L., Desai U.D., Klebesadel R.W., Strong I.B. — Ap. J. Lett., 1973, v. 185, p. L1.
14. Klebesadel R.W., Strong I.B., Olson R.A. — Ap. J., 1973, v. 182, p. L85.
15. Wheaton W.A., Ulmer M.P., Baity W.A. et al. — Ap. J. Lett., 1973, v. 185, p. L57.
16. Harwit M., Salpeter E. — Ap. J. Lett., 1973, v. 186, p. L37.
17. Stecker F.W., Frost K.J. — Nature, Phys. Sci., 1973, v. 245, p. 70.
18. Ginzburg V.L. — Nature, 1973, v. 246, p. 415.
19. Brecher K., Morrison P. — Ap. J. Lett., 1974, v. 187, p. L97.
20. Greenstein J.L., Richardson R.S. — Ap. J., 1958, v. 113, p. 536.
21. Herbig G.H. — Ap. J., 1964, v. 140, p. 702.
22. Hunger K. — Astron. J., 1957, v. 62, p. 294.
23. Bonsak W.K., Greenstein J.L. — Ap. J., 1960, v. 131, p. 83.
24. Wallerstein G., Herbig G.H., Conti P. — Ap. J., 1965, v. 141, p. 610.
25. Гурздян Г.А. — ДАН СССР, 1967, т. 176, с. 291.
26. Hundson R.D., Carter V.L. — JOSA, 1967, v. 57, p. 651.
27. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.Н. Происхождение космических лучей. — М., 1963.
28. Durgarased N. — Astron. Astrophys., 1971, v. 12, p. 98.
29. Carcia-Munoz M., Mason G.M., Simpson J.A. — Ap. J. Lett., 1975, v. 201, p. L145.
30. Parker E.N. — Ap. J. Suppl., 1963, v. 8, p. 177.
31. Smith H.J., Smith E.P. Solar Flares. — N.Y., 1962.
32. Kiepenheuer K.O. The Sun. — Chicago, 1953.
33. Северный А.Б. — Астрон. ж., 1958, т. 35, с. 335.
34. Гурздян Г.А. — ДАН Арм. ССР, 1966, т. 43, с. 28.
35. Северный А.Б. — Изв. Крымской обс., 1960, т. 22, с. 12; 1962, т. 27, с. 71.

36. Zirin H. The Solar Atmosphere. — N.Y., 1966.
37. Gold T., Hoyle F. — M.N.R.A.S., 1960, v.120, p.89.
38. Bopp B.W., Evans D.S. — M.N.R.A.S., 1973, v.164, p.342.
39. Babcock H.W. — Ap. J. Suppl., 1958, v.3, p.141.
40. Moffett T.J., Evans D.S., Ferland G. — M.N.R.A.S., 1977, v.178, p.149.
41. Reza de la R., Torres C.A.O., Busko I.C. — M.N.R.A.S., 1981, v.194, p.829.

К ГЛАВЕ 19

1. Hayashi Ch. — Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1966, v.4, p.171.
2. Poveda A. — Nature, 1964, v.202, p.1319.
3. Haro G., Chavira E. — Bol. Obs. Tonantz. Tacub., 1969, v.31, p.23.
4. Wilson O.C. — Ap. J., 1963, v.138, p.832.
5. Ambarzumian V.A. — IAU Symposium No.3: Non-Stable Stars. London, p.177 (1957).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активность агрегатная 490, 498–501
— хромосферная 329, 531–533
- Ассоциации звездные 18, 20, 21, 31, 34, 37–41, 43, 49, 97, 114–116, 120, 127, 128, 179, 207, 208, 274, 286, 323–325, 327, 331–334, 338, 345, 349, 352, 357, 358, 360, 361, 365, 367, 436, 437, 447, 490, 491, 496, 498–511
- Ассоциация звездная Орион 20, 37, 38, 40, 96, 97, 120, 127, 128, 274, 323, 330, 332, 334–336, 341, 345, 350, 351, 354, 360, 361, 364, 365, 436, 437, 447, 496, 498, 499, 509, 541
- — Плеяды 20, 37, 38, 40, 97, 116, 120, 128, 323, 324, 328–330, 334, 335, 339, 340, 345, 350, 351, 354, 357, 358, 360, 361, 365, 436, 437, 447, 498, 500, 509, 539, 541
- Бальмеровский скачок 202, 203
- Белые карлики 76, 77, 181
- Бета-распад 69, 73, 506, 507, 512, 515–521, 524, 532, 541
- Бета-электроны 69, 512–516
- Бремсстралунг нетепловой 77, 96, 110, 114, 115, 125, 139, 158, 173, 182, 185, 187, 189, 190, 194, 214, 216, 218, 219, 382, 386, 388, 399, 401, 402, 438, 439, 441, 448, 449, 456, 466, 469, 480, 485, 506, 507, 512, 515, 519, 529
- Внутризвездное вещество 20, 73, 275, 294, 401, 537, 539, 540
- Вспыхивающие звезды
- AD Leo: 13, 26, 29, 31, 33, 36, 38, 85, 98, 102–104, 109–113, 132, 136, 137, 140, 154, 155, 161, 165, 166, 175, 178, 179, 187, 190, 195, 201–203, 205, 213, 214, 218, 230, 269, 365, 413, 417–419, 421–425, 445–447, 449, 453, 454, 458, 470, 521
- EV Lac: 13, 26, 29, 33, 36, 38, 85, 87–89, 98, 104, 108, 110–113, 117, 125, 132–137, 140, 154, 155, 157, 161, 165–167, 171, 177, 179, 190, 197, 200, 202, 203, 234, 235, 253, 257–259, 262, 268, 269
- YY Gem: 18, 26, 29, 33, 85, 98, 105, 106, 126, 136–138, 140, 157, 160, 161, 164–166, 190, 205, 233, 235, 237, 253, 257–259, 262, 268, 269, 273, 362, 363, 367
- YZ CMi: 12, 13, 21, 26, 29, 31, 33, 36, 38, 84, 85, 98, 103, 108–113, 128, 132, 133, 135, 137, 140, 143, 145, 155, 157, 161, 165, 167, 179, 222, 223, 227, 229, 265, 269, 365, 413, 415–417, 421–425, 433, 442, 443, 445–447, 449–459, 470, 474–478
- UV Cet: 12, 13, 18, 21, 25, 26, 28, 29, 31, 33, 36, 38, 84, 85, 97, 98–108, 111, 112, 125, 132–138, 140, 143, 145, 154, 155, 157, 160, 161, 165, 166, 168, 175, 178, 179, 186, 190, 197–199, 201, 204, 213, 214, 216, 218, 222, 223, 227, 232, 233, 237, 253, 256, 259, 262, 268, 269, 273, 335, 412–416, 421, 424–427, 436, 438, 442, 445–451, 453, 455–459, 466, 467, 470–474, 477–480, 521
- — в ассоциациях 18, 20, 21, 31, 34, 37, 38, 40, 96, 97, 114, 116, 120, 127, 128, 207
- — в окрестностях Солнца 12–19, 21, 28–33, 36, 38–40, 84, 85, 98, 104, 105, 107–112, 125, 126, 130, 132, 137, 138, 140–144, 153, 155–158, 160, 161, 165–167, 190, 200–203, 205, 220–222, 227, 229, 230, 237, 253, 257,

Вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца 259, 266–269, 273, 365, 412, 420–427, 433, 434, 447, 454, 458, 459, 461–464, 467, 475–479, 482–484, 498, 499, 525, 527

— ранних спектральных классов 19, 20, 114–116, 121

Вспышечная активность 18, 20, 21, 103, 104, 123, 131, 144, 145, 200, 204, 535, 538

— агрегата см. Активность агрегатная

Вспышки звездные, амплитуда 22, 24, 30, 43, 44, 90, 91, 93, 95, 96, 111, 114, 129, 131, 135, 136, 143, 147, 150, 179, 180, 208, 211, 216, 327, 341, 416, 418, 423, 433, 444, 446, 452, 481, 483

—, —, зависимость от спектрального класса 114, 116

— в гамма-лучах 519, 521

— в инфракрасном диапазоне 111, 124, 126–128, 163, 164, 180

— в непрерывном спектре 85, 86, 88, 100, 102, 131, 141, 142

— в радиодиапазоне 103, 412–415, 417, 418

— в рентгеновском диапазоне 438, 442, 443, 445, 447, 449, 452,

— в ультрафиолетовом диапазоне 128, 130

— в эмиссионных линиях 85–98, 100, 101, 106, 187, 197, 200, 205, 210, 211, 213, 216, 217, 226

— в *U*-лучах 26, 28, 30, 43, 106, 110

— в *B*-лучах 28, 102–104, 109

— в *V*-лучах 28, 29, 43, 109

—, временные характеристики 23–25, 98, 133, 210

—, интеграл вспышки 24, 135

—, эквивалентное время вспышки 24, 102–135, 363

— медленные 210, 211, 326, 327, 330, 366–368

—, мощность 38, 78, 82, 92, 93, 107, 115, 119, 121, 138, 139, 140, 168, 216, 275, 301, 444

— мощные 25, 102, 103, 110, 117, 118, 134, 343

— отрицательные 90, 125, 127, 128, 180

— перманентные 43, 241, 275, 276, 281, 294, 299, 302, 347, 348, 514, 522, 541

— положительные 124, 125, 127, 128, 180

—, реликтовый характер 21, 23, 295

—, скорость развития 25, 235

—, случайность явления 25, 26, 35, 142

—, типы 22–24, 75, 98, 145, 207, 209–211, 229, 531

—, частота 28, 44, 103, 107, 126, 128, 136

Вспышки звездные, энергия 102, 122, 123, 140, 530

Вырожденное вещество 537, 541

Высвечивание 134, 152, 235, 241

Газо-пылевые облака 27, 297, 352, 369, 389, 391, 394, 400, 401, 406, 407, 409, 541

Гамма-детекторы 519, 520

Гамма-источники 506, 521

Гамма-фотоны 47, 48, 485, 486, 506, 508, 509, 519–521

Гипотеза быстрых электронов 21, 46, 74, 76, 86, 91, 97, 108, 111, 113, 115, 116, 120, 121, 124, 127, 128, 134, 141, 146, 150, 152, 156, 157, 163, 170, 171, 208, 211, 214, 217, 223, 227, 264, 275, 281, 288, 293, 294, 296, 297, 300, 301, 340, 341, 403, 434, 438, 449, 450, 452, 458–462, 468, 477–480, 488, 493, 502, 509–515, 520, 521, 532

Главная последовательность 148–150, 153, 155, 280, 291, 292, 341, 348

Двойные системы 18, 21, 74, 98, 205, 221, 288, 305, 359

Диаграмма цветовая 26, 64, 147, 149–154, 158, 160, 162, 167, 169, 170, 280, 283, 285, 288, 290, 340, 342–344

— "светимость — цвет" 21

— "спектр — светимость" 531

— "цвет — амплитуда" 158

Дилуция излучения 62, 188–190, 196, 206–208, 210, 215, 216, 219

Диффузное вещество 338, 535, 538–541

Долгопериодические переменные 481–483, 485

Зависимость цветов двухпараметрическая 167–171

Запрещенные линии 191, 192, 277, 283, 285, 313, 391, 392, 397, 398, 411

Звездообразование 338–340, 357, 534, 536, 538

Звезды с H_{α} -эмиссией 274, 278, 286, 326, 327, 329, 332–338, 340–342, 345–353, 496, 511

— типа Вольфа — Райе 76, 328

— NX Mon 281, 287, 288, 291, 295, 304, 327, 330, 341, 343, 347, 540

Излучение двухфотонное 393, 399, 404, 405

— ноизирующее 183–186, 188, 189, 191, 193, 195, 211, 214, 215, 217, 224, 297, 386, 387, 393, 396, 398, 405, 438, 487, 532, 533

Излучение комптоновское 54, 55, 73, 184, 191, 192, 194, 216, 218, 301, 384, 385, 441, 444, 492
 — синхротронное 160, 193, 374, 382, 426, 428, 429, 432, 434, 469, 492, 506, 515–529
 — черенковское 488

Колориметрические измерения 26, 116

Комптон-эффект обратный 46–48, 53–56, 68, 77, 79, 80, 83, 84, 89, 94, 108, 111, 163, 168, 169, 172, 175, 177, 179, 180, 182, 187, 190, 226, 374, 375, 381, 382, 384, 393, 434, 438, 448, 466, 469, 506, 512, 515, 529
 — двойной 54
 — прямой 47, 48, 54

Комптоновская длина волны 47, 48

Конвективная активность 276, 282, 533, 539, 540
 — зона 540

Конвекция 294, 531, 539, 540

Концентрация быстрых электронов 429, 430, 485
 — хромосферы 252, 256–259, 262, 268

Корона звезд 73, 221, 272, 532

Космические лучи, перенос 491, 492
 —, —, происхождение 68, 369, 490–494, 503–505, 510, 524
 —, —, агрегаты 490, 494, 502, 503, 505, 510
 —, —, вспыхивающие звезды 492, 493
 —, —, остатки сверхновых 490, 491
 —, —, ускорение 490–494, 502–505, 510

Коэффициент излучения среды объемный 68, 173, 185, 225, 249

Кривая блеска вспышки 22–24, 133, 182, 232, 279, 441, 443, 468, 481, 514

Линии абсорбционные 148, 187, 200–202, 285, 298, 299, 310, 312, 318
 — эмиссионные 42, 44, 67, 75, 76, 85–87, 90, 111, 141, 142, 152, 167, 182–184, 186, 188, 189, 191, 192, 197, 200, 203, 204, 207, 210, 223
 —, —, поствспышечное поведение 232, 255, 263, 265
 —, —, эквивалентные ширины 24, 189, 190, 194, 195, 198–200, 206–210, 215, 216, 218, 219, 226, 227, 229, 232, 300
 —, —, —, поведение 190, 199, 201, 284, 298
 —, —, энергия возбуждения 182, 184, 186, 187, 191, 217

Магнитные ловушки 400
 — поля звезд 56, 61, 73, 74, 203, 211, 228, 280, 487, 491, 505, 525–529

Метод повторных вспышек 355
 — цепочек 12, 22, 118, 127

Модели звездных вспышек, гипотеза горячего газа 119, 134, 150–152, 162, 281, 430, 493, 511, 512
 — — —, двухмодельная 152, 511
 — — —, излучение холодного газа 162
 — — —, магнитная 229, 494, 511, 528
 — — —, небулярная 152, 430, 493
 — — —, пузыря 193
 — — —, синхротронная 162
 — — —, эмиссия отрицательного иона водорода 162

Наблюдения фотографические 22, 38, 85, 127, 330
 — фотоэлектрические 13, 22, 84, 87, 97, 98, 116, 133
 — с высоким временным разрешением 98, 133, 294

Нейтрино 535

Нейтрон 516, 518

Неординарные вспышки 499–502

Непрозрачность в линиях 152, 200, 203–205, 220, 227, 229, 297, 320, 321

Облако околозвездное 164, 305, 310, 388, 403
 — электронное 53

Обсерватории космические
 "ANS" 307, 454, 455, 457
 "COS-B" 509
 "HEAO-1" 454
 "HEAO-2" ("Эйнштейн") 222, 273, 461, 463, 464
 "IMP-6" 519
 "IMP-7" 524
 "IMP-8" 524
 "IUE" 130, 141, 220–222, 266, 307, 318, 398, 464
 "Орион-2" 318
 "OSO-3" 454, 460
 "OSO-7" 519
 "Прогноз-5" 467
 "Прогноз-6" 467
 "SAS-2" 509
 "SAS-3" 455, 463
 "VELA" 519
 — наземные

Абастуманская 102, 325, 326

Алма-Атинская 328

Асыяго 20, 325, 328, 332

Бойденская 133

Будапештская 328

Бюраканская 20, 325, 328, 330, 332

Зонненбергская 328

Катания 32

Киото 32

Крымская 84

Мак-Доуэлли 32, 105
Маунт Паломар 201
Тонантинтла 20, 118, 127, 323, 325, 328,
332, 333, 360
Оптическая толщина среды из быстрых
электронов 58, 107, 132, 174
Охлаждение хромосферы 192, 231
— — поствысшее 237

Переходная зона 221–223, 228
Пинч-эффект 526
Плотность хромосферы см. Концентра-
ция в хромосфере
Подфотосферные слои 211, 303, 367, 368
Показатель цвета 146, 155, 156, 162, 168,
171
Поляризация излучения 54
— — линейная 423
Потери энергии электронов ионизацион-
ные 123, 469, 486–488
— — — комптоновские 46, 48, 469, 471,
492
Протозвезды 534–537, 541
Протоны 56, 57, 173, 275, 438, 441, 469–
471, 485, 487, 488, 516
Профили линий 201, 204, 205, 220, 228,
229, 299
Пульсары 491
Пятна 152, 229, 230, 487, 527, 529

Радиогалактики 515
Радиоэмиссия 414, 434
Распределение всплесков Пуассона 25,
353, 355
— электронов гауссово 40, 41, 69, 90, 95,
96, 114, 117, 119, 120, 122, 143, 144,
149, 173
— — изотропное 53, 57
— — моноэнергетическое 68, 69, 71, 72,
76, 90, 91, 93, 94, 96, 117, 120, 122,
147, 149, 173, 380, 382, 428, 469
Рекомбинационное излучение 134, 151,
182
Рентгеновское излучение мягкое 438,
442, 446, 448, 451
— источники 447, 448

Сверхновые 12
—, остатки 369, 490–492, 501, 503, 505,
515
Сверхплотное вещество 535
Синхронные наблюдения 32, 87, 108,
116, 153, 227, 293, 330
Система девятиканальная 164
— шестиканальная 164
Скопления звездные 34, 97, 116, 120,
278, 281, 286, 292, 352, 533

Скрытая масса 535
Солнце 195, 198, 200, 214, 221–223, 228,
270, 299, 524–526, 530, 531
Соотношение масса — светимость 535
— Хаббла 369
Способ двух спектрограмм 272
Степень ионизации 195, 225, 243–246,
248, 250, 261, 266–268, 391

Теория гравитационной конденсации
352, 531, 537, 540
Томсоновское рассеяние 47, 57, 75, 122,
130, 183, 185, 383, 469, 486
Туманности диффузные 369, 391, 398
— — аномальные 42, 389
— — отражающие 305
— — планетарные 297, 369, 391, 397, 398
— — пылевые 369
— — типа Хаббла 369

Фактор геометрии 51, 52, 167–170, 342–
344
— Лоренца 49
Формула Клейна — Нишны 54
— Томсона 47
Фотон-электронное взаимодействие 49,
51, 53, 57

Эволюционная последовательность 518
Экспесс инфракрасный 27, 227, 296,
305, 384, 385, 409
— ультрафиолетовый 26, 277, 287, 300
Электронная концентрация 194–196,
212, 235, 240, 241, 254, 261, 262, 315,
396, 408
— —, определение по световым кривым
259
— —, — по эмиссионным линиям 194,
227, 315, 316
— температура 191, 193, 194, 196, 203,
223, 225, 226, 227, 231, 238–241,
243–248, 250, 254, 261, 317, 320, 322
— —, определение по ионизации 192, 193
— —, — по световым кривым 259
— —, — по эмиссионным линиям 317, 320
Электроны быстрые 46, 50, 51, 53, 55–
59, 62, 64, 69–71, 73–77, 79–81, 83,
90, 92, 95, 116, 121–124, 130–132,
134, 146, 150, 168, 171, 172, 173,
175–179, 181, 183, 184, 187, 188, 214,
216, 275, 279, 288, 294, 296, 297, 300,
359, 364–366, 375, 381, 383, 385,
387–389, 393, 395, 401, 408, 409,
428–431, 432, 435, 438, 441, 443, 445,
448, 468–472, 479, 485–488, 493,
496, 501, 504, 512, 514–521, 528,
532, 533, 536, 537, 541

Электроны быстрые, энергетический спектр 57, 90, 96, 116, 119, 120, 120, 122, 146, 183, 192
 —, энергия 81, 92, 121–123, 141, 192, 193, 315
 —, —, наиболее вероятное значение 69, 95, 117, 121, 122, 142, 163
 — релятивистские 48, 49, 53–56, 369, 370, 380, 427, 428, 431, 432, 506, 508, 514
 — свободные 185, 192, 196, 224
 — тепловые 47, 75–77, 506, 515, 522, 529
 Эмиссия водородная 85, 88, 90, 111, 161, 182, 189, 198, 200, 201–204, 217, 224, 231–233, 235, 255, 258, 271, 277, 292, 321, 329, 349, 393, 399, 478
 —, световые кривые 25, 205, 207, 255, 259, 263, 532
 — гелиевая 201, 213, 214, 237, 260, 309
 —, —, световые кривые 263
 — кальциевая 90, 214, 231, 235, 237, 246, 248, 250, 258, 271, 272, 277, 321, 328, 329, 339, 349, 532
 —, —, световые кривые 251, 263
 — магниевая 202, 214, 222–226, 228, 231, 242–251, 263–265, 270–272, 308, 311, 312, 317, 318, 321

Эмиссия магнисиная, световые кривые 242, 245, 247, 248, 263, 264
 — непрерывная 42, 43, 60, 75, 85, 87, 152, 182, 183, 203, 211, 274, 276, 385, 477, 481, 536
 — ультрафиолетовая 385
 Эффект дилуции излучения 208, 209
 — Зеемана 203, 229, 230
 — "зоны формирования" 378, 379
 — "накопления быстрых электронов" 388
 — "отражения" 72
 — "потери энергии быстрых электронов" 468–471
 — "разлета быстрых электронов" 469, 471–473
 — "спада блеска" 131–133
 — "спектрального класса" 209, 210
 — "температуры" 81

Ядерно-активное вещество 487, 512, 532, 537, 538, 540
 Ядра возбужденные 518
 — неустойчивые 294
 — планетарных туманностей 76, 181

Григор Арамович Гуржидян

**ЗВЕЗДНЫЕ ВСПЫШКИ
ФИЗИКА. КОСМОГОНИЯ**

Редактор *Г.С. Куликов*
Технические редакторы *В.В. Лебедева, О.Б. Черняк*
Корректоры *Т.В. Обод, Е.А. Янышева*

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 12435

Сдано в набор 18.03.85
Подписано к печати 09.07.85
Т-12343. Формат 60 × 90 1/16
Бумага офсетная № 1. Гарнитура Пресс-Роман
Печать офсетная. Усл. печ. л. 35,00
Усл. кр.-отт. 35,00. Уч.-изд. л. 40,79
Тираж 1820 экз. Тип. зак. 681
Цена 6 р. 40 к.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"
Главная редакция
физико-математической литературы
117071 Москва В-71,
Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"
630077 г. Новосибирск-77,
ул. Станиславского, 25

ТА ГҮПЗАТҮРҮН

СБЕРЖУНГ БОЦОЛЖИЙН
ФУНДЫН ХОЦМОГОН